ASSOCIATION CORPORATIVE DES ETUDIANTS EN MEDECINE DE MARSEILLE

1er Année de Tronc Commun des études
de Médecine, Pharmacie et Clinique dentaire

MODULE OBLIGATOIRE DE PHYSIQUE

Laboratoires de Physique
Médicale et Pharmaceutique

Certains chapitres de ce cours sont directement inspirés de l'ouvrage de F. GREMY et J.-C. PAGES : « Eléments de Biophysique ».

RAPPELS DE FORMULES ET DE DEFINITIONS

UNITES

GRANDEUR	SYSTEME M.K.S.A.	SYSTEME C.G.S.	RAPPORT $\frac{\text{M.K.S.A.}}{\text{C.G.S.}}$
Longueur	Mètre	Cm	10^2
Masse	Kg	Gr	10^3
Force	Newton	Dyne	10^5
Travail	Joule	Erg	10^7
Puissance	Watt	Erg/Sec.	10^7

Intensité	Ampère	
d.d.p.	Volt	Les unités C.G.S. ne sont
Quantité électricité	Coulomb	plus utilisées.
Flux magnétique	Weber	
Induction magnétique	Tesla	

Sous-multiples des unités de longueur :

Micron $\mu = 10^{-6}$ mètre

Angström $Å = 10^{-4}\ \mu = 10^{-10}$ mètre

Relation fondamentale de la dynamique : $\vec{f} = m\vec{\gamma}$ f force

γ accélération

m masse

Quantité de mouvement : $\vec{q} = m\ \vec{v}$ (v vitesse)

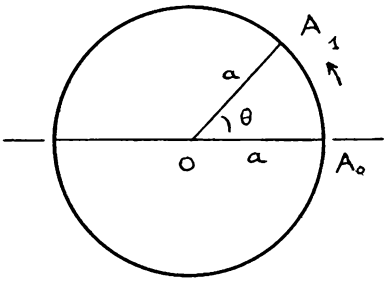
Moment cinétique d'un point matériel animé d'un mouvement de rotation de rayon r :

$$\sigma = mvr = m\ r^2\ \omega \quad (\omega \text{ vitesse angulaire})$$

PHENOMENE PERIODIQUE

I. — GENERALITES.

Par définition on appelle phénomène périodique un phénomène qui se reproduit identique à lui-même après des intervalles de temps égaux.



Le plus simple de ces mouvements est le mouvement de rotation uniforme. Considérons donc un point A décrivant avec une vitesse uniforme une circonférence de centre O de rayon a.

On appelle *période d'un tel mouvement le temps qui s'écoule entre deux passages par le même état T.* Dans notre exemple, c'est le temps mis par le point A pour faire un tour complet.

La fréquence est le nombre de périodes par seconde ν.

$$\nu = \frac{1}{T}$$ l'unité est le *hertz* : Hz

Le point A fait donc un tour complet en T secondes donc en T secondes le rayon OA aura balayé un angle de 2π donc en 1 seconde OA aura balayé un angle de

$$\omega = \frac{2\pi}{T}$$

ω est la vitesse angulaire

Supposons qu'à $t = o$, le point se trouve en A_o, et prenons OA_o comme origine des angles.

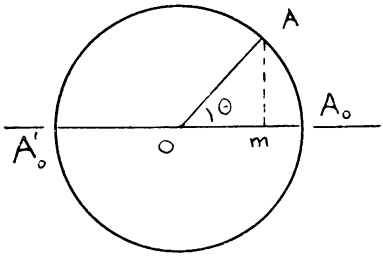
Au bout de t secondes A est passé en 1 et OA fait avec OA_o un angle θ. On sait que en 1 seconde OA tourne de ω donc en t secondes il tourne de ωt.

$$\theta = \omega\, t = 2\pi \frac{t}{T}$$

Une telle équation donne la loi du mouvement.

II. — MOUVEMENT SINUSOIDAL.

A. — Définition.



Considérons la projection m du point A sur OA_a. Quand A décrit son mouvement de rotation m décrit un mouvement de va-et-vient entre A_0 et A'^o. On peut définir la position de m par son abscisse Om

$$Om = OA \cos \theta = a \cos \omega t$$

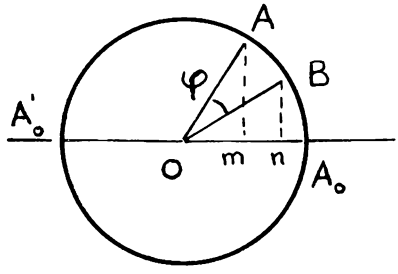
Le mouvement de m est un mouvement périodique mais il peut se représenter par une expression en cos ou sin : *un tel phénomène dont la mesure est fournie par une fonction trigonométrique est dit mouvement sinusoïdal ou mouvement vibratoire.*

Les valeurs de Om s'appellent *élongation.*

La valeur maximum de Om = a est *l'amplitude.*

Ici ω est appelé *pulsation,* si l'on tient compte de la valeur de ω on a :

$$y = a \cos \omega t = a \cos 2 \pi \frac{t}{T} = a \cos 2 \pi \nu t$$



Le point m est donc la projection du point A. Considérons un point B animé d'un mouvement de rotation uniforme identique à celui de A mais décalé par rapport à A, c'est-à-dire qu'au temps t OA fera un angle θ avec OA_0 alors que B fait l'angle α.

La projection n de B va donc être animée d'un mouvement sinusoïdal, mais elle va être décalée par rapport à m projection de A.

$$On = a \cos \alpha \qquad \text{or } \alpha = \theta - \varphi$$

$$On = a \cos (\theta - \varphi) = a \cos (\omega t - \varphi)$$

φ *est la différence de phase* entre les mouvements de m et n.

Si $\varphi = 0$ les deux mouvements sont *en phase :* A et B confondus.

Si $\varphi = \pi$ les deux mouvements sont *en opposition.* Dans ce cas **A et B** sont aux extrémités d'un même diamètre. *Donc au point de vue temps les deux mouvements* sont décalés de $\frac{t}{2}$

Enfin si $\varphi = \frac{\pi}{2}$ les mouvements sont *dit en quadrature.*

La différence de phase φ correspond à un temps.

En effet pour décrire l'angle ω le rayon OB met 1 seconde, pour décrire φ il met donc $\frac{\varphi}{\omega}$ s, soit $\varphi \frac{T}{2\pi}$ s. Donc la position du point B est la même que celle du point A, $\varphi \frac{T}{2\pi}$ secondes avant.

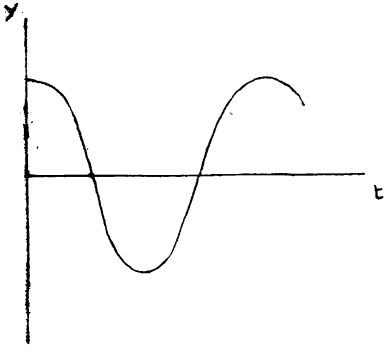
Donc la valeur de On est la même que celle de Om, $\varphi \frac{T}{2\pi}$ secondes avant.

Vous voyez donc bien que lorsque $\varphi = \pi$ le retard de On sur Om est de $\frac{T}{2}$ s.

B. — Représentation graphique.

Les mouvements du point m peuvent se représenter graphiquement en portant les temps en abscisses, les valeurs de On = y en ordonnées.

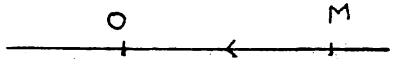
t	O	↗	$\frac{T}{4}$	↗	$\frac{T}{2}$	↗	$\frac{3T}{4}$	↗	T
y	a	↘	O	↘	—a	↗	O	↗	a



La courbe correspondante, vous le savez, est une sinusoïde.

Le mouvement du point n décalé de $\varphi \frac{T}{2\pi}$ par rapport au premier est également représenté par une sinusoïde, mais décalée de $\frac{T}{2\pi}$ φ.

C. — **Energie d'une vibration.**



Considérons un point matériel de masse m et animé d'un mouvement vibratoire rectiligne de part et d'autre de O et soit : $y = a \cos (\omega t - \varphi)$ son élongation, sa vitesse est :

$$v = \frac{dy}{dt} = - a \omega \sin (\omega t - \varphi)$$

son accélération $\gamma = \frac{d^2y}{dt^2} = - a \omega^2 \cos (\omega t - \varphi) = - \omega^2 y$

Puisque ce point est animé d'un mouvement sinusoïdal c'est qu'il est soumis à une force et on doit avoir :

$$f = m \gamma = -m \omega^2 y.$$

Donc la force est dirigée en sens inverse de l'élongation et lui est proportionnelle.

L'énergie U du système est :

U = énergie cinétique + énergie potentielle. Cette énergie potentielle est représentée par le travail que peut fournir f quand M revient vers O. D'après le théorème des forces vives *cette énergie totale U est constante pendant le mouvement.* Or quand M passe en O l'énergie potentielle est nulle donc à ce moment :

$$U = \frac{1}{2} m v_o^2 \quad v_o \text{ vitesse en O.}$$

Or à ce moment $y = O$ donc $\cos (\omega t - \varphi) = O$
de ce fait $\sin (\omega t - \varphi) = \pm 1$ et $v_o = \pm a \omega$

donc $$U = \frac{1}{2} m \omega^2 a^2$$

Ce résultat établi pour une masse vibrante est tout à fait général.

L'énergie d'un mouvement vibratoire est proportionnelle au carré de son amplitude.

III. — PROPAGATION DES VIBRATIONS.

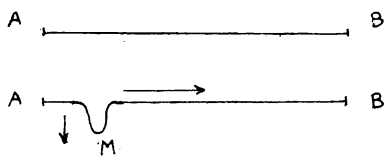
A. — Vibrations transversales.

Il est bien évident que la propagation d'un mouvement vibratoire ne peut se concevoir que dans un milieu élastique.

On dira qu'un milieu est élastique lorsqu'il reprend sa forme initiale quand les forces qui l'ont déformé cessent leurs actions.

Si donc en un point d'un milieu élastique on dispose une source de mouvement vibratoire, les vibrations de cette source se propagent de proche en proche avec une certaine vitesse.

Mais l'ébranlement ainsi provoqué peut être de deux sortes : *transversal* ou *longitudinal.*



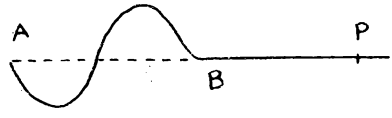
Considérons par exemple une corde tendue A B, si on la frappe au voisinage de A on produit une déformation qui va de A → B. Un point M de la corde subit au passage de la déformation un déplacement perpendiculaire au sens de propagation.

On dit que dans ce cas l'ébranlement est transversal.

Ces ébranlements ne se propagent qu'à la surface des liquides et dans les solides.

B. — Propagation d'un ébranlement sinusoïdal transversal.

Considérons une corde supposée de longueur infinie et communiquons à son extrémité A un mouvement sinusoïdal de période T.



t = T

Si l'on photographie la corde à l'instant T elle revêt l'aspect dessiné, c'est-à-dire d'une boucle de sinusoïde.

Cette boucle va ensuite progresser le long de la corde.

1° VITESSE DE PROPAGATION :

Cette propagation n'est pas instantanée : un point P de la corde vibrera après le point A.

Si P est à la distance d de A, si l'ébranlement met t secondes pour l'atteindre, la vitesse de propagation de l'ébranlement est :

$$C = \frac{d}{t}$$

Cette vitesse est souvent appelée « *célérité* » pour la distinguer de la vitesse du mouvement du point lui-même.

2° LONGUEUR D'ONDE :

L'ébranlement va donc se propager avec la célérité C. Soit T la période du mouvement sinusoïdal de A. Pendant ces T secondes l'ébranlement aura parcouru une distance CT.

Par définition la distance parcourue par l'ébranlement pendant une période du mouvement sinusoïdal est la longueur d'onde λ

$$\lambda = CT = \frac{C}{\nu}$$

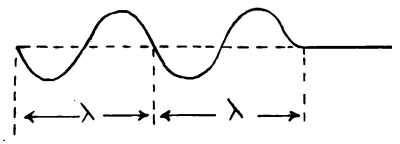
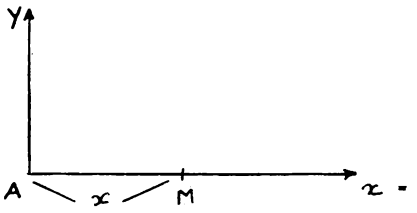


Photo de la corde à l'instant 2 T, le mouvement a progressé de 2 λ.

3° ELONGATION D'UN POINT DE LA CORDE :



Prenons comme origine des temps l'instant où le point A commence son mouvement. Prenons comme sens positif des élongations le sens dans lequel A se déplace d'abord. L'élongation de A est :

$$y = a \cos 2\pi \frac{t}{T}$$

Considérons maintenant le point M situé à la distance x de A, pour aller de A en M l'ébranlement met $\frac{x}{C}$ secondes.

Donc le mouvement de M reproduit celui qu'avait A, $\frac{x}{C}$ secondes avant.

Donc à l'instant t l'élongation de M est celle que possédait A à l'instant

$$t - \frac{x}{C}$$

d'où, $y = a \cos \frac{2\pi}{T} (t - \frac{x}{C}) = a \cos 2\pi (\frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda})$

Cette expression de l'élongation montre bien que l'élongation d'un point quelconque *est fonction de deux variables :*

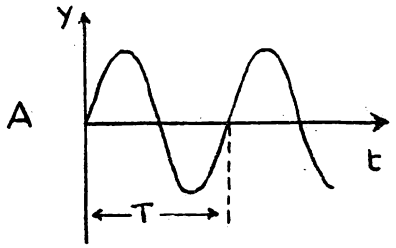
Le temps t et l'abscisse x.

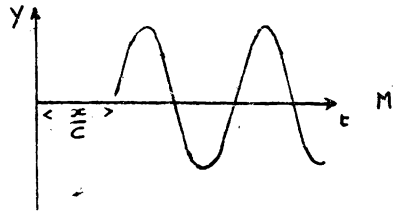
De ce fait l'élongation va présenter *une double périodicité. Dans le temps,* variable t ; *dans l'espace,* variable x.

Périodicité dans le temps :

Choisissons une valeur pour x, x = O par exemple, cela veut dire que l'on se place au point A. On peut à ce moment représenter les élongations de A en fonction du temps : on obtient évidemment une sinusoïde dite *sinusoïde des temps.*

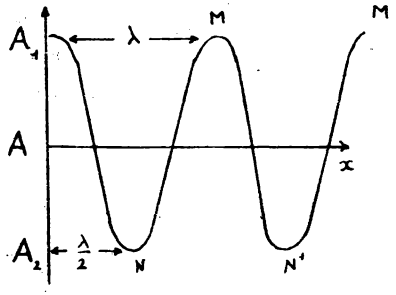
Et on pourra trac r une sinusoïde des temps pour chaque point de la corde.





La période de ce mouvement est T.

Périodicité dans l'espace :



Supposons maintenant que l'on considère les choses à un instant donné : $t = t_1$ et envisageons les phénomènes tout au long de la corde, c'est-à-dire x = variable. L'expression de y montre qu'en fonction de x l'élongation va varier de manière sinusoïdale.

La courbe représentative est dite sinusoïde des espaces. C'est en quelque sorte une photo de la corde à l'instant $t = t_1$.

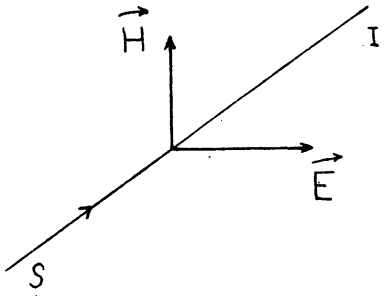
La période de ce mouvement est λ. *Cela veut dire que deux points ayant la même élongation tel* A_1 *et M sont séparés par une distance* λ.

Si l'on considérait les choses à un instant $t_2 \neq t_1$, les deux points A et M se seraient déplacés mais conserveraient encore des élongations égales. Cela veut dire *que les mouvements des points A et M séparés par* λ *sont constamment en phase. D'une manière générale deux points séparés par* $K\lambda$ *ont des mouvements en phase.* K est un entier.

Considérons maintenant N situé à $\frac{\lambda}{2}$ de A. Leurs élongations sont opposées : les mouvements de ces *deux points sont donc en opposition de phase.*

D'une manière générale deux points *séparés par* $(2K + 1)\frac{\lambda}{2}$ **sont en opposition de phase.** K est un entier.

C. — Radiations électromagnétiques.

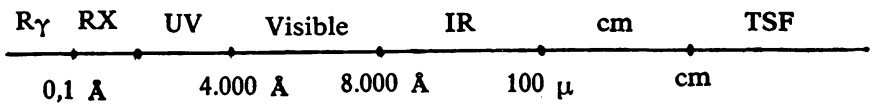


La lumière visible est un phénomène vibratoire de nature électromagnétique.

En effet, la lumière est formée de l'association d'un champ magnétique et d'un champ électrique perpendiculaires entre eux et perpendiculaires au rayon lumineux. La longueur de ces vecteurs varie de manière périodique et peut se représenter par l'expression $y = a \cos \omega t$.

Donc pour la lumière, on peut définir la période T, la fréquence $\nu = \frac{1}{T}$, la longueur d'onde $\lambda = CT$, où C est la vitesse de la lumière.

Dans le domaine visible, à chaque longueur d'onde correspond une couleur. Mais la lumière visible ne s'étend que de 4.000 à 8.000 Å, au-delà de ces limites, existent d'autres radiations électromagnétiques, et l'on peut représenter toutes ces radiations sur un même graphique.



On voit donc qu'il n'existe pas de différence de nature entre un rayon γ et un rayon de lumière visible. La seule différence provient du fait que le rayon γ a une longueur d'onde très petite donc une *fréquence très grande.*

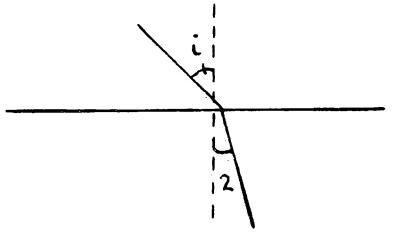
POLARISATION DE LA LUMIERE

I. — MILIEUX ISOTROPES ET ANISOTROPES

A. — Réfraction par un milieu isotrope :

Un milieu isotrope est un milieu qui a les mêmes propriétés dans toutes les directions, donc la lumière s'y propagera avec la même vitesse dans toutes les directions.

Si donc on envoie un pinceau de lumière à la surface plane d'un milieu isotrope il va y avoir réfraction banale et l'on a :

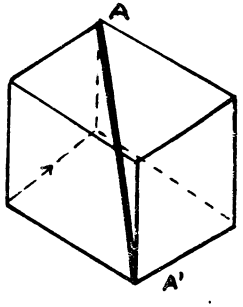


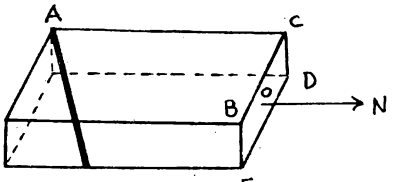
$$\sin i = n \sin r$$

B. — Réfraction par un milieu anisotrope :

Un milieu anisotrope est un milieu qui n'a pas les mêmes propriétés dans toutes les directions, la lumière s'y propage à des vitesses différentes suivant la direction envisagée.

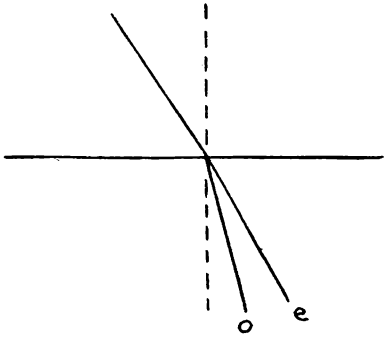
L'exemple le plus classique de milieu anisotrope est formé par le *spath d'Islande.* C'est un carbonate de calcium cristallisé sous forme de *rhomboèdre.* Un rhomboèdre peut être considéré comme un cube qu'on aurait écrasé selon la diagonale AA' de sorte que les six faces soient des losanges égaux. Le seul axe de symétrie qui subsiste est appelé *axe optique du cristal AA'.* Taillons maintenant dans ce cristal à partir de A une lame à faces parallèles et figurons par AA_1 la direction de l'axe optique du rhomboèdre de départ. Soit ON la normale à la face BCDE. Les droites AA_1 et ON définissent un plan : c'est le plan de section principale.





On appelle plan de section principale tout plan contenant les directions de l'axe et de la normale à la face d'entrée.

Considérons donc un tel cristal et envoyons sur lui de la lumière, on constate que le rayon incident après avoir frappé la surface donne non pas un, mais deux rayons réfractés. *C'est le phénomène de biréfringence.*



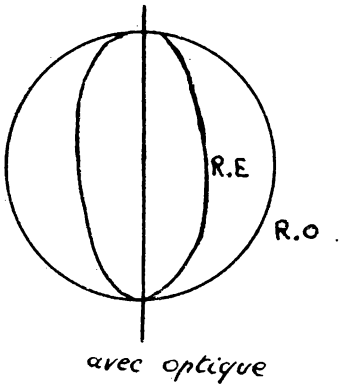
Ce phénomène est dû à ce que la vitesse de la lumière est différente pour les deux rayons réfractés. L'un des rayons suit les lois de l'optique classique : *c'est le rayon ordinaire.* Il lui correspond *l'indice ordinaire* n_o. L'autre rayon est appelé *rayon extraordinaire* et il lui correspond un deuxième indice : *l'indice extraordinaire* n_e.

La différence entre les deux indices $n_e - n_o = \Delta_1$ a une certaine valeur. Reprenons maintenant le même cristal mais taillons-le de manière à ce que la face plane d'entrée soit orientée différemment. On constate que $n_e - n_o = \Delta_2$ prend une valeur différente. On constate que suivant certaines directions la biréfringence est beaucoup plus marquée que pour les autres. *Et même, il existe suivant les cristaux une ou deux directions suivant lesquelles la biréfringence ne se produit plus.* Ces directions sont dites *directions privilégiées.*

Les cristaux pour lesquels il existe une direction privilégiée sont dits *uniaxes :* le spath d'Islande est un cristal uniaxe. Il est bien évident *que la direction privilégiée est confondue avec la direction de l'axe de symétrie, c'est-à-dire l'axe optique.*

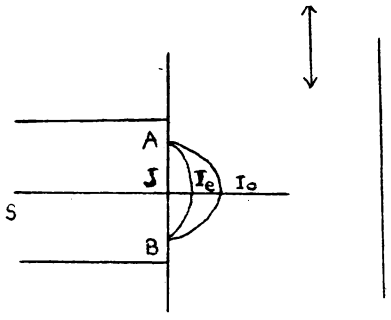
Les cristaux pour lesquels il existe deux directions privilégiées sont dits *biaxes.*

Dans un cristal uniaxe il existe deux rayons réfractés, donc l'onde lumineuse incidente se dédouble à l'intérieur du cristal. Une des surfaces d'ondes correspondant au rayon ordinaire est sphérique, l'autre correspondant au rayon extraordinaire est un ellipsoïde de révolution.



L'ellipsoïde et la sphère sont tangents en deux points. La direction de *l'axe optique correspond à la droite qui joint les deux points de tangence.* En effet aux deux points de tangence l'ellipsoïde peut être confondu avec la sphère à condition de considérer une petite surface. Les deux surfaces d'onde sont donc confondues, ce qui explique que suivant *la direction de l'axe optique le phénomène de biréfringence ne se produit pas.*

Nous avons tracé une figure où la sphère est extérieure, le milieu est dit *uniaxe* +, si la sphère est intérieure le milieu sera *uniaxe* —.



Considérons maintenant une lame à face parallèle taillée dans du spath et dont les faces sont parallèles à l'axe optique et éclairons-la en incidence normale. Un rayon va se décomposer en rayon ordinaire et rayon extraordinaire. Les surfaces d'ondes sont tangentes en deux points A et B, et AB est parallèle à l'axe. Mais vous voyez que dans ce cas le rayon ordinaire suit le trajet SII_o puisqu'il est perpendiculaire à la face d'entrée. Le rayon ordinaire suit le trajet SII_e puisqu'il est perpendiculaire à la face d'entrée. Donc dans ce cas particulier les deux rayons de nature différente suivent le même trajet, mais avec des vitesses différentes.

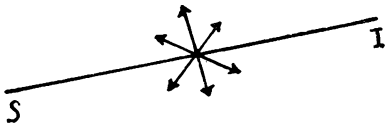
II. — POLARISATION DE LA LUMIERE

A. — Lumière naturelle et lumière polarisée :

La lumière naturelle est de la lumière issue directement d'une source et qui n'a subi ni réflexion ni réfraction.

Cette lumière, vous le savez, est formée de l'association d'un champ magnétique et d'un champ électrique perpendiculaire entre eux et au rayon lumineux, et c'est le vecteur *champ électrique qui représente le vecteur lumineux.* Lorsqu'on considère de la lumière naturelle elle possède les mêmes propriétés dans tous les plans

passant par le rayon lumineux. Donc le vecteur lumineux de la lumière naturelle possède une *symétrie de révolution autour du rayon lumineux SI.*

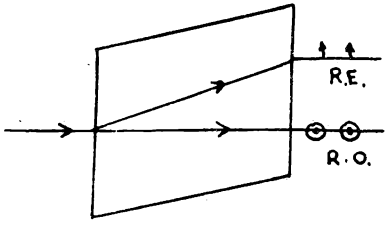


Cela veut dire qu'un rayon de lumière naturelle peut se représenter par une infinité de vecteurs perpendiculaires au rayon SI.

Cependant si l'on fait subir à la lumière certains traitements que nous étudierons tout à l'heure, on constate que dans certains cas le vecteur lumineux ne vibre plus que dans une seule direction.

On dit alors que *la lumière est polarisée rectilignement.*

B. — **Polarisation par double réfraction :**



Considérons donc une lame à face parallèle taillée dans un cristal de spath d'Islande, et représentons-la par son plan de section principale, c'est-à-dire le plan qui contient la direction de l'axe optique et celle de la normale à la face d'entrée. Si l'on envoie sur cette lame un rayon de lumière naturelle, vous savez qu'il va être dédoublé et on a deux rayons à la sortie : le rayon ordinaire qui suit les lois de l'optique classique et le rayon extraordinaire qui ne suit plus ces lois. En outre, on constate que *ces deux rayons sont polarisés dans deux directions perpendiculaires. Le rayon ordinaire vibre dans le plan perpendiculaire au plan de section principale, le rayon extraordinaire vibre dans le plan de section principale.*

Pour expliquer ce phénomène, je dois vous rappeler la forme de la surface d'onde dans un cristal de spath : elle est formée d'une sphère et d'une ellipse. On peut montrer que dans le cristal les vibrations correspondant à ces deux surfaces ne peuvent se propager *que dans deux directions perpendiculaires :*

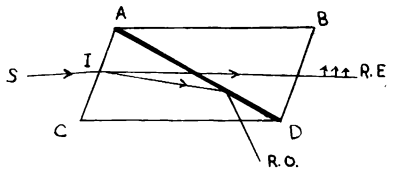
Une direction perpendiculaire au plan de section principale qui correspond à la surface d'onde sphérique, et une direction perpendiculaire à la précédente, correspondant à la surface d'onde elliptique. Ces deux directions sont *les lignes neutres de la lame.* Donc, quand de la lumière naturelle tombe sur une lame à face parallèle de spath d'Islande elle fournit deux faisceaux lumineux qui vibrent dans deux directions perpendiculaires, ce qui explique la polarisation des rayons ordinaires et extraordinaires. Donc, quand de la lumière traverse une lame de spath, cette lame ne transmet que ce qui vibre selon ses lignes neutres.

On dit que *la lumière a été polarisée par double réfraction* pendant la traversée du cristal.

Le plan où s'effectue la vibration est *le plan de vibration*, le plan perpendiculaire est *le plan de polarisation.*

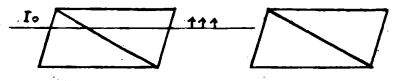
Les lames cristallines de spath représentent donc un moyen très commode d'obtention de lumière polarisée mais elle présente un phénomène gênant : celui de fournir deux rayons à la sortie. Aussi, on a réalisé des dispositifs permettant d'éliminer un de ces rayons.

PRISMES DE NICOL. — Considérons donc une lame à face parallèle taillée dans du spath. Coupons cette lame en deux suivant la direction d'un plan perpendiculaire au plan de section principale suivant la diagonale AD. Puis on recolle les deux morceaux avec du baume du Canada. Si on envoie un rayon lumineux SI, il se dédouble en rayon ordinaire et rayon extraordinaire qui atteignent tous deux la couche de baume du Canada.



On a choisi la longueur des arêtes de telle sorte que le rayon ordinaire subisse la réflexion totale. Par contre, le rayon extraordinaire traverse le baume du Canada et ressort. En outre, on noircit la face CD ainsi le rayon ordinaire est absorbé. Il ne reste donc plus que le rayon extraordinaire qui vibre dans le plan de section principale. Donc, un Nicol se comporte comme un filtre à vibrations : *il ne laisse passer que ce qui vibre dans son plan de section principale.*

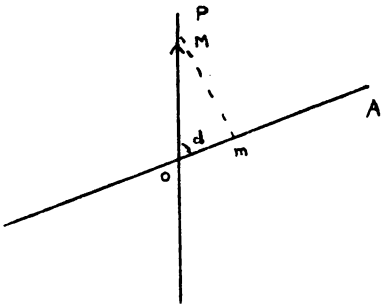
Considérons donc deux Nicols placés l'un à la suite de l'autre. Le premier est *le polariseur* et il envoie sur le deuxième des vibrations vibrant dans son plan de section principale.



Le deuxième Nicol joue le rôle *d'analyseur.* Si son plan de section principale est parallèle à celui du premier, la lumière passe.

Si I_o est l'intensité à l'entrée, elle sera I_o à la sortie du dispositif. Mais si l'analyseur a son plan de section principale perpendiculaire à celui du premier, il va arrêter les vibrations et l'intensité lumineuse à la sortie est nulle. On dit que les *Nicols sont croisés.* Mais entre ces deux positions extrêmes on peut en considérer d'intermédiaires, dans ce cas l'intensité lumineuse à la sortie est donnée par la loi de Malus.

C. — **Loi de Malus :**



Soit α l'angle entre les deux plans de sections principales. Le vecteur transmis par le polariseur est $\vec{OM}$.

On peut montrer que l'analyseur A *ne laisse passer que la projection de* $\vec{OM}$ *sur son plan de section principale Om.*

$$Om = OM \cos \alpha$$

or : $OM = a \cos \omega t$

$$Om = a \cos \alpha \cos \omega t$$

L'amplitude de Om est donc : a cos α. Donc l'intensité émergeant de l'analyseur sera :

$$\boxed{I = a^2 \cos^2 \alpha}$$

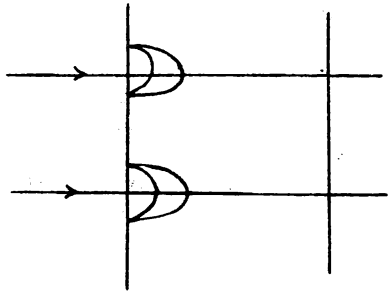
$$I = I_o \cos^2 \alpha$$

Ce résultat constitue la loi de Malus.

Ce résultat établi avec des Nicols est général et s'applique à tous les analyseurs : *l'intensité lumineuse transmise par un analyseur est proportionnelle au carré du cosinus de l'angle que fait le plan de polarisation de l'appareil avec le plan de polarisation de la lumière incidente.*

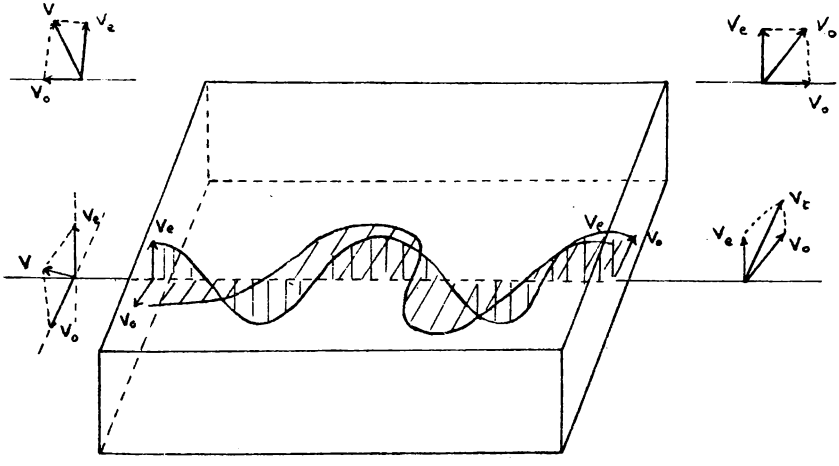
D. — **Lame cristalline en lumière polarisée :**

Lorsque nous avons étudié les Nicols, vous avez vu que ces appareils étaient fabriqués de manière à séparer au maximum rayon ordinaire et rayon extraordinaire. Dans certains cas, au contraire, on prépare des lames de spath de sorte que les faisceaux ordinaire et extraordinaire restent confondus pendant la traversée. Pour cela, on taille dans un cristal de spath une lame à face parallèle parallèlement à l'axe optique. Lorsque de la lumière pénètre dans cette lame, elle donne deux surfaces d'onde : sphérique et elliptique tangentes en deux points, mais je vous l'ai dit, la droite qui joint les points de tangence est parallèle à l'axe optique, on a donc l'aspect dessiné.



Les deux rayons ordinaire et extraordinaire suivent le même trajet, mais la vibration ordinaire qui correspond à la surface d'onde sphérique va se propager moins vite que la vibration extraordinaire : *donc la vibration ordinaire prend du retard sur la vibration extraordinaire.*

Supposons maintenant que sur une telle lame on fasse tomber de la lumière polarisée représentée par le vecteur $\vec{V}$ en incidence normale. Or cette lame ne transmet que **des vecteurs vibrant dans deux directions perpendiculaires : les lignes neutres.** Chacune de ces directions de vibrations correspond à une des surfaces d'onde ordinaire et extraordinaire. Donc lorsque le vecteur $\vec{V}$ pénètre dans la lame, il est décomposé en deux composantes : l'une $\vec{V}_o$ suivant la direction de la ligne neutre correspondant à la surface d'onde sphérique, l'autre, $\vec{V}_e$, suivant la direction perpendiculaire correspondant à la surface d'onde elliptique.



Or V_o se propage moins vite que V_e donc : la composante $\vec{V}_o$ correspondant au faisceau ordinaire va prendre du retard pendant la traversée par rapport à la composante $\vec{V}_e$ correspondant au rayon extraordinaire. Supposons que la longueur de la lame soit telle, que la composante $\vec{V}_e$ soit identique à l'entrée et à la sortie, mais que la

composante $\vec{V}_o$ soit dans une position symétrique de la position d'entrée, cela veut dire que la vibration V_o a pris un retard de 1/2 λ. A la sortie les deux vibrations se recomposent pour donner le faisceau transmis. Vous voyez que le vecteur $\vec{V}_t$ du faisceau transmis est symétrique de la position de départ.

La lame a donc fait basculer la vibration de la lumière polarisée d'entrée : elle est dite *demi-onde* (à cause du retard de 1/2 λ).

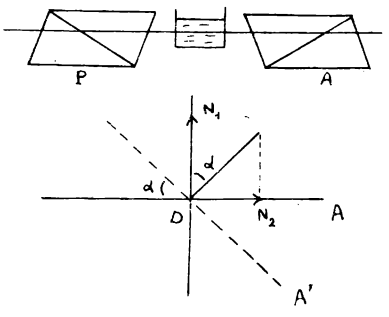
Il est bien évident qu'une lame ne sera demi-onde que pour une λ déterminée. En général, on fabrique des demi-ondes pour la lumière jaune du sodium.

En résumé donc lorsqu'une lame demi-onde reçoit en incidence normale un faisceau de lumière polarisée, le vecteur lumineux à la sortie est symétrique du vecteur lumineux à l'entrée par rapport à l'une des lignes neutres.

POLARISATION ROTATOIRE

A. — Etude du phénomène :

Disposons deux Nicols croisés et envoyons de la lumière sur le premier. Vous savez que le deuxième va l'arrêter car les deux plans de sections principales sont perpendiculaires, en effet si ON_1 représente la vibration à la sortie du premier Nicol, vous voyez que sa projection dans le plan de section principale du deuxième est nulle.



Intercalons alors de l'essence de térébenthine entre les deux prismes : à ce moment *on constate que de la lumière sort du deuxième prisme.*

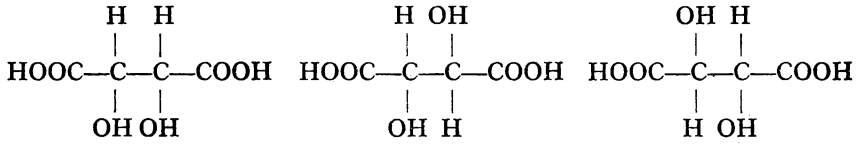
Pour expliquer ce phénomène il faut admettre que l'essence de térébenthine a fait tourner la vibration ON_1 d'un angle α. Vous voyez en effet qu'après cette rotation, la projection de ON_1 dans le plan OA n'est plus nulle, c'est ON_2 donc de la lumière va traverser le deuxième Nicol. *Ce phénomène s'appelle la polarisation rotatoire.* Vous voyez que si l'on fait tourner le plan de section principale du deuxième Nicol d'un angle α, il vient en OA' et de nouveau il n'y a plus de lumière à la sortie (projection nulle). *Donc pour éteindre à nouveau le faisceau émergent il faut faire tourner le deuxième Nicol d'un angle α égal à l'angle dont a tourné la vibration.*

Il existe des corps qui font tourner la vibration vers la droite, d'autres vers la gauche.

Le quartz présente ce phénomène, de même sont actifs le cinabre, le bromate de sodium.

De nombreux composés organiques sont actifs sur la lumière polarisée. Tous comportent dans leur formule au moins un carbone

asymétrique, c'est-à-dire *un carbone dont les quatre valences sont saturées par des groupements d'atomes ou des atomes différents.* Ainsi l'acide tartrique qui possède deux carbones asymétriques est actif sur la lumière polarisée, mais quatre possibilités peuvent se présenter :



inactif par constitution — droit ou dextrogyre — gauche ou levogyre

et enfin le racémique mélange équimoléculaire de droit et de gauche qui, de ce fait, est inactif.

B — Lois de Biot :

L'expérience montre que l'angle α dont tourne la vibration est fonction de l'épaisseur de substance active traversée :

$$\alpha = kl$$

Ce résultat constitue la première **loi de Biot.**

k est le pouvoir rotatoire spécifique : c'est l'angle dont tourne le plan de vibration de la lumière qui traverse 1 mm de substance dans le cas d'un solide ; k est donc un angle représenté en général par le symbole $[\alpha]$. Mais $[\alpha]$ dépend de la longueur d'onde utilisée pour la mesure. En général on opère avec la raie D du sodium d'où le symbole $[\alpha]_D$ indiquant que la mesure est effectuée en lumière jaune du sodium.

La deuxième loi de Biot exprime que si l'on superpose ou si l'on mélange plusieurs substances actives sur la lumière polarisée, la rotation du plan de polarisation imprimée par l'ensemble des substances est égale à la somme algébrique des rotations partielles.

C. — Formules de Biot :

— *Cas d'un liquide :* dans ce cas, il est indispensable de tenir compte de la densité de liquide. Suivant la densité la lumière rencontrera plus ou moins de molécules du corps liquide pendant son trajet et le plan de polarisation tournera d'un angle dépendant directement du nombre de molécules rencontrées. On peut donc écrire :

$$\alpha = [\alpha]_D \cdot \ell \cdot d$$

ℓ en décimètres pour les liquides et les solutions

— *Cas d'une solution :* si l'on dissout un corps actif dans un solvant inactif, là encore, il est logique de penser que la rotation du plan de polarisation dépend du nombre de molécules rencontrées c'est-à-dire de la concentration. On peut écrire :

$$\alpha = [\alpha]_D \, \ell . C \qquad \ell \text{ en décimètres}$$

C en grammes/litre

On voit que l'on peut donner une autre définition de $[\alpha]_D$: c'est l'angle dont tourne le plan de vibration pour C = 1 et ℓ = 1 dm.

Applications. — L'application de ces formules permet :

— De déterminer le pouvoir rotatoire spécifique d'un corps dont on connaît la densité à la température de l'expérience

$$[\alpha]_D = \frac{\alpha}{\ell d}$$

ou inversement de calculer d si l'on connaît $[\alpha]_D$.

— De déterminer le pouvoir rotatoire d'un corps en solution

$$[\alpha]_D = \frac{\alpha}{C.\ell}$$

ou inversement de déterminer la concentration si l'on connaît $[\alpha]_D$.

$$C = \frac{\alpha}{[\alpha]_D . \ell}$$

Quoi qu'il en soit toutes ces applications nécessitent au départ la mesure de α, angle dont l'échantillon étudié a fait tourner le plan de polarisation de la lumière polarisée utilisée.

D. — Appareils permettant de mesurer α :

1° Les SACCHARIMÈTRES. — Ce sont des appareils destinés à l'étude des solutions sucrées. Ces appareils permettent de mesurer α pour la solution, d'où :

$$C = \frac{\alpha}{[\alpha]_D \, \ell}$$

Dans le plus simple des saccharimètres on intercale entre deux Nicols croisés traversés par la lumière jaune du sodium, la solution

sucrée de concentration inconnue. Avant l'interposition il n'y a pas de lumière émergente.

Après l'interposition, de la lumière passe. On fait alors tourner le deuxième Nicol jusqu'à obtenir de nouveau l'extinction.

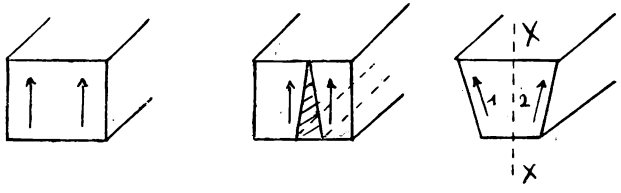
Ce Nicol est solidaire d'une aiguille qui se déplace sur un cadran gradué en degrés. On mesure ainsi l'angle α dont il a fallu faire tourner le deuxième Nicol et on sait que cet angle est égal à celui dont a tourné le plan de vibration de la lumière.

2° POLARIMÈTRES A PÉNOMBRE. — Le principal défaut des saccharimètres provient du fait que dans ces appareils il faut apprécier à l'œil une extinction de lumière. Or l'œil humain est peu sensible pour ce genre de mesure car au-dessous d'un certain seuil il est incapable d'apprécier si une extinction est totale ou non.

Par contre, l'œil apprécie très bien l'égalité ou l'inégalité de deux éclairements. C'est pourquoi, on a construit des appareils appelés *polarimètres* dans lesquels on présente à l'œil deux plages contiguës et la mesure consiste à apprécier l'égalité d'éclairement de ces deux plages.

Le plus connu de ces appareils est le *polarimètre de Laurent* où l'on utilise une lame demi-onde. Mais on peut aussi concevoir des appareils basés sur le principe suivant :

Considérons un Nicol, dans ce Nicol le vecteur lumineux a la direction indiquée. Découpons dans ce Nicol une tranche comme indiquée sur la figure et recollons les deux moitiés. Vous voyez que

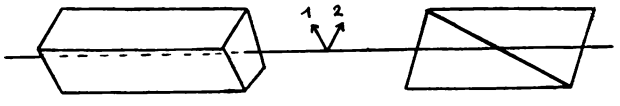


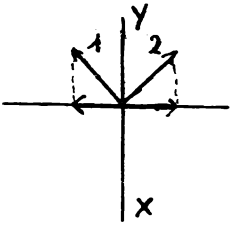
chacune des deux moitiés va transmettre une vibration inclinée par rapport à l'axe vertical XY. Si l'on éclaire ce dispositif avec de la lumière jaune du sodium par exemple, et que l'on place l'œil derrière, il va voir deux plages également éclairées.

Plaçons maintenant derrière ce dispositif un autre Nicol dont le plan de section principale est perpendiculaire à XY. Ce Nicol ne laisse passer que les vibrations situées dans son plan de section principale. De la vibration 1, il ne transmettra donc que la projection dans ce plan de même pour la vibration 2.

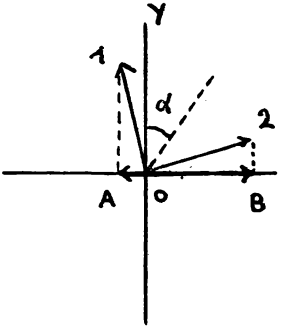
Ces deux projections sont égales et si on place l'œil derrière ce dispositif il verra encore deux plages également éclairées.

Intercalons maintenant une substance comme l'essence de térébenthine. Le plan de polarisation de la lumière va tourner. Donc les vibrations 1 et 2 vont tourner d'un angle α. Le Nicol analyseur ne laisse passer toujours que ce qui vibre dans son plan de section

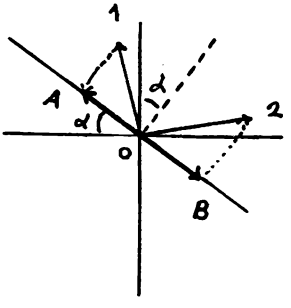




principale, c'est-à-dire les projections de 1 et 2 OA et OB. Comme 1 et 2 ont tourné de α OA est plus petit que OB. Donc l'œil verra deux plages inégalement éclairées.



La mesure va consister à rétablir l'égalité d'éclairement. Pour cela, on fait tourner le plan de section principale de l'analyseur de α, ce qui l'amène perpendiculaire à la bissectrice de l'angle (1,2). A ce moment, vous le voyez, les deux projections de 1 et 2 sont de nouveau égales et les deux plages sont de nouveau également éclairées. Il suffit donc de mesurer α pour effectuer la détermination. Pour cela, on place un index sur l'analyseur et cet index se déplace sur une graduation.



Donc, en pratique, la mesure consiste à établir l'égalité d'éclairement. L'appareil étant vide, placer la substance étudiée, rétablir l'égalité d'éclairement, puis noter α.

NOTIONS D'ACOUSTIQUE

I. — DEFINITIONS

L'acoustique est la science des sons. Un son est défini comme *étant la vibration d'un milieu matériel qui se transmet de proche en proche.*

La vibration consiste en un déplacement des particules du milieu matériel qui possèdent donc une certaine *vitesse instantanée.*

La vitesse des particules doit être distinguée de la vitesse de propagation de l'ébranlement sonore qu'on appelle *célérité du son.*

A. — Sons purs :

Les sons les plus simples sont les sons périodiques sinusoïdaux. Le déplacement longitudinal des particules est donné en un point par :

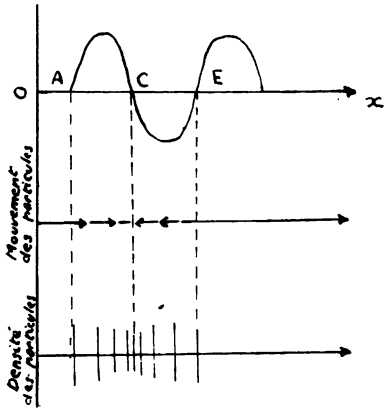
$$x = a \cos \omega t$$

De ce fait, toutes les formules que nous avons étudiées à propos des mouvements vibratoires sont applicables dans ce cas comme dans le cas des vibrations lumineuses.

Notons toutefois que si les vibrations sonores et lumineuses peuvent se représenter par les mêmes formules, *leur nature est fondamentalement différente :* le son est une vibration de particules matérielles, la lumière est de nature électromagnétique et ne nécessite pas de support matériel.

Les sons vont donc avoir une période T, une fréquence $\nu = \frac{1}{T}$, une longueur d'onde $\lambda = CT$ où C est la célérité du son. Notons que suivant le milieu de propagation C varie. Donc *comme pour la lumière, la longueur d'onde d'un son varie suivant le milieu où s'effectue la propagation.*

B. — **Pression acoustique - Energie acoustique :**



Remarquons tout d'abord que dans les fluides les vibrations sonores sont longitudinales, c'est-à-dire qu'elles se font suivant la direction de propagation. Considérons donc à un instant donné t la sinusoïde des espaces correspondant à la propagation d'un son. Les particules situées entre A et C subissent un déplacement positif, c'est-à-dire qu'elles s'éloignent de la source.

Au contraire, les particules situées entre C et E subissent un déplacement négatif : elles se rapprochent de la source.

Supposons que le milieu de propagation soit l'air, il va donc y avoir accumulation de molécules d'air en C, d'où une *surpression,* à l'inverse en A et E il y a raréfaction d'air, d'où une *dépression.* Ces variations de pression constituent la *pression acoustique.* Donc, en chaque point de l'air la pression totale P est la somme de la pression atmosphérique P_o et de la pression acoustique p :

$$P = P_o + p$$

p est en général faible, cependant elle peut, dans certains cas, devenir importante et donner naissance à la *cavitation* que nous étudierons plus tard.

Notons enfin que la pression acoustique est proportionnelle à la vitesse de déplacement v des particules (tout au moins dans le cas de propagation libre) :

$$p = v \rho C$$

ρ masse spécifique du fluide

C célérité du son

Le mouvement des particules ébranlées par l'onde acoustique suppose la mise en jeu d'énergie : énergie cinétique liée à la vitesse et énergie potentielle liée à la pression.

Donc, lorsqu'une onde sonore se propage il y a *propagation d'énergie acoustique.* Par définition on appelle *puissance surfacique* la quantité d'énergie qui traverse l'unité de surface dans l'unité de temps.

$$W = vp \text{ watt/cm}^2$$

En tenant compte de la valeur de p

$$W = v^2 \rho C$$

En tenant compte de $v = \dfrac{P}{\rho C}$

$$W = \frac{p^2}{\rho C}$$

L'énergie acoustique audible varie dans des limites très grandes de l'ordre de 10^{12}. Il est donc malaisé de comparer directement deux puissances, on a défini pour cela une unité logarithmique, *le bel.*

Le bel va donc permettre de comparer deux sons entre eux.

Puisque l'on définit une échelle de puissance il faut définir une référence ; c'est un son de puissance $W_o = 10^{-16}$ watt/cm² qui correspond au seuil d'audibilité du sujet normal.

Considérons donc un son de puissance W_1, nous avons dit que $\dfrac{W_1}{W_o}$ peut varier de 1 à 10^{12}, aussi on considère le logarithme décimal de ce rapport :

$L_1 = \log \dfrac{W_1}{W_o}$ ce rapport ne varie donc que de 0 à 12 et *permet de mesurer le niveau du son W_1 par rapport au son de référence.*

Ce niveau s'exprime en Bel ; en fait, on utilise plutôt le dixième de cette unité c'est le *décibel* et :

$$L_1 = 10 \log \frac{W_1}{W_o} \text{ décibels}$$

Si on multiplie la puissance d'un son par 10, son niveau augmente de 10 décibels, en effet, considérons le son 10 W_1 son niveau est :

$$L = 10 \log \frac{10\ W_1}{W_o} = 10 \left(\log 10 + \log \frac{W_1}{W_o}\right) = 10 + 10 \log \frac{W_1}{W_o}$$

Considérons maintenant un son de puissance W et doublons la puissance, le niveau devient :

$$L = 10 \log \frac{2\,W}{W_o} = 10 \log 2 + 10 \log \frac{W}{W_o} = 3 + 10 \log \frac{W}{W_o}$$

Donc le niveau est augmenté de 3 décibels. Ce résultat est général : *en superposant deux sons de L décibels on obtient un son de L + 3 décibels.*

EXEMPLE :

2 sons de 100 décibels donnent 1 son de 103 décibels.

2 sons de 0 décibel (seuils) donnent 1 son de 3 décibels.

Indiquons quelques valeurs :

0 décibel : limite d'audibilité

60 décibels : conversation

140 décibels : avion à réaction

C. — **Propagation des ondes sonores :**

Lorsqu'une source sonore est située à l'air libre en l'absence d'obstacle elle se propage de façon égale dans toutes les directions, les ondes ont donc une forme sphérique. Or la surface d'une sphère est $4\,\pi\,r^2$ donc la surface de ces ondes sphériques croît comme r^2, de ce fait la puissance surfacique (puissance/unité de surface) décroît comme $\frac{1}{r^2}$.

Nous retrouverons d'ailleurs cette loi de l'inverse du carré de la distance à propos de l'affaiblissement des ondes électromagnétiques.

Par contre, dans un tuyau cylindrique les parois empêchent la divergence des sons et les ondes sont rigoureusement planes, dans ce cas la surface ne varie pas et la puissance surfacique ne diminue pas en cours de propagation : c'est ce qui se passe dans un *stéthoscope.*

RÉFLEXION D'UN SON. — Considérons un son qui arrive perpendiculairement sur l'interface séparant deux milieux air et eau, par exemple. Soit W_i la puissance surfacique incidente, une partie de cette énergie W_r est réfléchie sur l'interface, une autre partie W_t est transmise et on a : $W_i = W_r + W_t$.

La répartition de l'énergie entre les deux milieux ne dépend que de leur nature, ainsi par l'interface air-eau la fraction transmise est de $\frac{1}{1000^e}$ ce qui représente un affaiblissement de 30 décibels. Ce fait est très important dans la transmission des vibrations à l'oreille interne qui est un milieu liquidien.

PRESSION DE RADIATION. — Si l'on place sur le trajet d'une onde sonore un écran on constate que cet écran est repoussé par l'onde, c'est donc que celui-ci exerce sur l'obstacle une pression dite *pression de radiation* (à ne pas confondre avec la pression acoustique). Dans le cas d'onde très énergique cette pression de radiation est importante : ainsi une onde sonore émise dans l'eau et arrivant à la surface peut projeter en l'air un véritable geyser. Ce phénomène est d'observation courante dans les ultrasons.

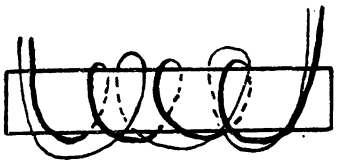
II. — ULTRASONS

Les ultrasons sont des vibrations en milieu matériel de fréquence supérieure à 20.000 Hz. Ils sont donc inaudibles pour l'homme puisque 20.000 Hz représentent la limite supérieure d'audibilité.

La longueur d'onde des ultrasons est donc courte (pour 20 kHz λ = 16,5 mm dans l'air), de ce fait les faisceaux d'ultrasons sont très directifs.

A. — Production des ultrasons :

1° MAGNÉTOSTRICTION. — Basée sur le fait que si l'on place dans un champ magnétique un barreau ferromagnétique (fer) il subit une variation de longueur en général un raccourcissement. Si on supprime le champ, le barreau reprend sa longueur initiale. Si donc, on soumet ce barreau à un champ alternatif de haute fréquence, le barreau va s'allonger et se raccourcir alternativement et de ce fait va faire vibrer l'air qui l'entoure avec une grande fréquence, donc créer des ultrasons.



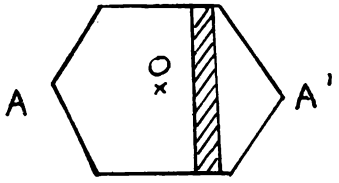
Dans la pratique on entoure un barreau de deux enroulements :

Dans le premier enroulement, on fait passer un courant continu qui crée un champ H_0 constant, imposant au barreau une variation de longueur fixe.

Dans le deuxième enroulement, on fait passer un courant alternatif de grande fréquence qui crée un champ de grande fréquence oscillant entre deux valeurs H_1 et H_2 de part et d'autre de H_0. De ce fait, le barreau se met à vibrer et produit des ultrasons. Le rendement sera maximum quand le barreau entre *en résonance* c'est-à-dire quand la fréquence du courant est égale à la fréquence caractéristique du barreau.

La puissance acoustique du faisceau ultrasonore ainsi obtenue peut être très grande, mais ce procédé ne permet d'obtenir que des fréquences relativement basses (30 à 40 kHz et 175 kHz au maximum). En effet, la longueur d'onde émise dépend directement de la longueur du barreau, plus celle-ci est petite, plus λ est petit donc la fréquence est grande. Et comme on ne peut évidemment pas réduire à l'infini les dimensions du barreau on est très rapidement limité dans l'augmentation des fréquences.

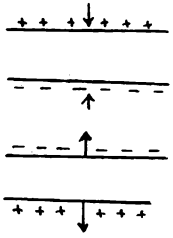
2° PIEZOÉLECTRICITÉ. — Si l'on coupe un cristal de quartz perpendiculairement à l'axe optique, on obtient un solide de section hexagonale.



Dans ce solide on découpe une lame à face parallèle perpendiculaire à la diagonale AA' et parallèle à l'axe optique. (Sur la figure la coupe de cette lame est représentée par la partie hachurée).

Soit l la longueur de cette lame, e son épaisseur.

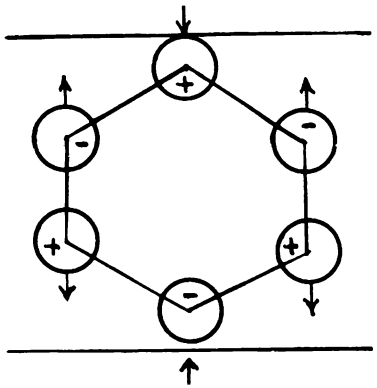
a) *Effet piezoélectrique direct.* — Exerçons sur la lame une pression selon AA'. On diminue son épaisseur et on constate que sur les deux faces apparaissent des charges électriques de signe opposé mais représentant des quantités d'électricité égales en valeur absolue : soient + Q et — Q ces quantités d'électricité.



Exerçons maintenant une traction selon AA', on augmente l'épaisseur de la lame. On constate encore l'apparition de charges électriques, mais les phénomènes se sont inversés : la face + est devenue —, la face — est devenue +.

La densité superficielle de charge σ est proportionnelle à la pression P exercée et indépendante de l'épaisseur : $\sigma = KP$. K est la *constante de Curie.*

L'explication du phénomène est la suivante : le quartz est formé de molécules SiO_2 où Si apparaît comme + et O comme — et les atomes sont répartis comme indiqué sur la figure, aux sommets d'un hexagone. Si l'on exerce une pression, l'hexagone s'aplatit, les atomes d'oxygène se rapprochent de la face supérieure d'où charge —, les atomes de silicium se rapprochent de la face inférieure d'où charge +. Les phénomènes inverses se déroulent lors d'une traction.



Quoi qu'il en soit, cette apparition de charges se traduit par l'apparition d'une différence de potentiel V qui est évidemment proportionnelle à la densité de charge σ et comme $\sigma = KP$, la *différence de potentiel est proportionnelle à la pression.*

Donc, on peut utiliser une lame de quartz pour mesurer les pressions constantes ou variables.

b) *Effet piezoélectrique inverse.* — Rendons conductrices les deux faces d'une lame de quartz (en déposant sur elles une couche métallique) et soumettons-les à une différence de potentiel V, le phénomène inverse de celui précédemment décrit se produit et la lame subit une contraction ou une dilatation selon le signe de V. La variation d'épaisseur δe est reliée à V par la relation $\delta e = KV$ où K est la constante de Curie.

On voit que δe est indépendant de la taille du cristal. Si maintenant V est une différence de potentiel alternative, le quartz subira des déformations à la même fréquence. Il va donc se comporter comme un piston et si la fréquence est assez grande, il émettra des ultrasons.

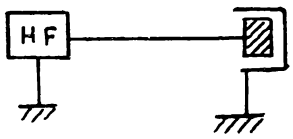
L'amplitude de la vibration sera maximum quand la fréquence excitatrice est égale à la fréquence propre de vibration de la lame.

Ce phénomène de résonance est très aigu, de ce fait la fréquence correspondante peut être connue avec une très grande précision et les vibrations du quartz peuvent être utilisées pour la mesure des temps.

La valeur de la fréquence dépend de l'épaisseur de la lame, et comme on peut tailler des lames très fines, on pourra obtenir des fréquences très élevées.

Pour 1 mm, on obtient $2{,}85.10^6$ Hz.

Les générateurs utilisés en pratique médicale sont de faible puissance (quelques watts par cm^2), ils sont constitués par une lame de quartz à laquelle on colle une tête métallique.



Par contre, dans la Marine et dans l'Industrie, on utilise des générateurs de grande puissance et de basse fréquence.

B. — **Propriétés physiques des ultrasons.**

1° DÉTECTION. — Le moyen le plus simple de détection consiste à utiliser un quartz piezoélectrique accordé à la fréquence de l'émission, le passage d'ultrasons se traduit par l'apparition d'une tension alternative. On peut également chercher à mettre en évidence la pression de radiation ou alors mesurer l'énergie calorifique cédée par le faisceau au milieu qu'il traverse.

2° PRESSION ACOUSTIQUE ET CAVITATION. — Du fait de leur haute fréquence les ultrasons vont présenter des effets qui ne sont pas spécifiques mais qui, pour eux, prennent une importance considérable, ainsi :

— Les faisceaux d'ultrasons seront très directifs.

— Les effets de pression acoustique seront très intenses.

— Les phénomènes d'absorption seront importants.

L'effet de pression acoustique le plus important est celui de *cavitation* qui se produit dans les milieux liquides. Dans un tel milieu soumis à des vibrations mécaniques intenses apparaissent des *bulles gazeuses.* Ces bulles sont de deux natures :

— Gaz dissous (cavitation de gaz ou pseudo-cavitation).

— Vapeur du liquide (cavitation de vapeur ou cavitation vraie).

Ce phénomène est dû aux dépressions causées par le passage de l'onde, la pression baisse et de fait les gaz dissous se dégagent et le liquide se vaporise.

La cavitation ne s'observe qu'aux fréquences ultrasonores moyennes et son *importance pratique est considérable.* Des hélices de bateaux mal calculées entraînant lors de leur rotation des dépres-

sions trop importantes peuvent être mises hors d'usage en quelques jours. L'effet destructeur de ces bulles minuscules (quelques μ de diamètre) est étonnant. On admet que cet effet est dû à ce que ces bulles sont comprimées dans la phase de suppression qui suit la dépression. Il s'ensuit une onde de choc dont la valeur peut atteindre plusieurs milliers d'atmosphères. De ce fait, les bulles au contact des parois peuvent détruire celles-ci.

Notons enfin que *la cavitation ne se produit pas dans les suspensions suffisamment concentrées.*

Le phénomène de pression de radiation est également très intense. Par exemple si l'on place un générateur ultrasonore dans l'eau et que l'on dirige le faisceau vers la surface, on voit apparaître un geyser au point où il heurte la surface de l'eau.

3° ABSORPTION DES ULTRASONS. — L'amplitude d'un faisceau d'ultrasons décroît selon la loi :

$$A(x) = A_0 e^{-kx}$$

où A_0 est l'amplitude à l'origine et x la distance à la source. L'énergie est cédée sous forme de chaleur et la baisse d'amplitude est liée à la viscosité du milieu de propagation qui s'oppose au mouvement rapide des molécules.

La portée d'un faisceau est par définition la distance à la source pour laquelle l'amplitude a diminué de moitié $A = \frac{A_0}{2}$.

On a donc : $\text{Log} \frac{A_0}{2} = -kx \text{ Log } A_0$ d'où $\text{Log}2 = kx$

$$x = \frac{0{,}693}{k} \simeq \frac{0{,}7}{k}$$

k croît comme le carré de la fréquence, *donc la portée d'un faisceau est d'autant plus faible que sa fréquence est plus grande.*

4° EFFETS DIVERS. — Notons pour terminer que les ultrasons provoquent des effets chimiques dans les milieux qu'ils traversent :

— Dénaturation des protéines.

— Réactions d'oxydation.

— Polymérisation et dépolymérisation.

C. — **Effets biologiques et utilisation médicale.**

Les ultrasons sont donc doués d'effets mécaniques, thermiques et chimiques ; de ce fait ils vont agir sur la matière vivante :

1° ACTION SUR LES SUSPENSIONS CELLULAIRES. — C'est le phénomène de cavitation qui va être le responsable de ces actions, donc elles ne se produiront que dans le cas de *suspensions cellulaires diluées.*

On peut ainsi hémolyser des hématies avec les ultrasons. Et ces méthodes de désintégration cellulaire par ultrasons sont très intéressantes en biologie. On peut en effet dégrader les structures intracellulaires (mitochondries, chloroplastes) et ainsi étudier les relations entre la structure moléculaire et les fonctions.

De même, on arrive à rompre l'acide désoxyribonucléique à l'aide d'ultrasons.

Par contre, la cavitation n'intervient pas dans les suspensions cellulaires concentrées : ainsi une suspension concentrée d'hématies n'est pas hémolysée.

2° UTILISATIONS THÉRAPEUTIQUES. — Les applications sont localisées. On place l'appareil producteur sur la région à traiter par l'intermédiaire d'un liquide (vessie pleine d'eau).

Parmi les indications proposées citons : les arthroses, les névralgies. On peut également provoquer *in vivo* des destructions localisées à l'aide de sondes fines, la méthode est parfois appliquée à l'hypophysectomie.

Mais toutes ces applications sont empiriques et leur mécanisme est discuté : dans les milieux condensés que sont les tissus, la cavitation n'intervient pas et l'on pense qu'il s'agit d'une action directe de la vibration, soit d'ordre mécanique, soit d'ordre thermique par échauffement des régions traversées.

3° APPLICATIONS DIAGNOSTIQUES. — Toutes ces applications sont basées sur des techniques d'écho (comme d'ailleurs la détection des sous-marins par l'asdic).

Ces techniques consistent à envoyer un faisceau ultrasonore au travers de l'organe à étudier et à recueillir les ondes réfléchies par les interfaces des milieux traversés.

Les caractères des ondes réfléchies dépendent de la nature de ces surfaces de séparation et fourniront donc des indications sur les organes traversés.

On utilise ces techniques en cardiologie, en ophtalmologie et en neurologie.

ÉLECTRICITÉ

PREMIERE PARTIE

ELECTROSTATIQUE

Par définition l'électrostatique est l'étude des charges électriques au repos.

On sait que certains corps comme le verre frotté par de la laine attirent de petits morceaux de papier. On dit qu'il y a eu *électrisation par frottement.*

Pour le verre cette propriété n'apparaît qu'au point qui a été frotté, mais si maintenant, on réalise la même expérience sur un morceau de métal *isolé dans l'espace* on constate que l'électrisation apparaît sur tous les points du métal même ceux qui n'ont pas été frottés. On dira que le métal est un *conducteur,* que le verre est un *isolant.*

Cette électrisation s'explique très simplement : lorsqu'on frotte le verre avec de la laine, on arrache des électrons au verre, de ce fait on crée des ions + dans le verre. Donc, en fait, on ne crée pas de l'électricité, on réalise simplement un *transfert d'électrons.*

Au total vous voyez que *l'apparition d'électricité est due à des ionisations d'atomes.*

Si l'on ôte des électrons il apparaît des ions + on dit que le corps est électrisé positivement. Si l'on ajoute des électrons, il apparaît des ions —, le corps est électrisé négativement.

CHAPITRE I

ACTION MUTUELLE DES CHARGES ELECTRIQUES

A. — DEFINITION DES CHARGES ELECTRIQUES

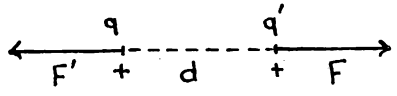
Considérons un corps électrisé.

Pour caractériser l'électrisation du corps on le divise en éléments de volume, et à chaque élément on fait correspondre une grandeur ***caractéristique appelée charge électrique.***

En considérant des éléments de volume de plus en plus petit, on arrive finalement au concept de *charge électrique ponctuelle,* et ces charges électriques ponctuelles sont des grandeurs mesurables, on peut définir leur égalité et leur somme, on peut donc baser des raisonnements mathématiques sur ce concept de charge ponctuelle.

B. — LOI DE COULOMB

L'expérience montre que deux corps chargés de même signe se repoussent, alors que deux corps chargés d'électricité de signe contraire s'attirent.



Considérons donc deux charges ponctuelles supposées positives q et q'. Elles vont donc se repousser q va exercer une force F sur q' et q' une force F' sur q.

Ces deux forces peuvent se définir de la manière suivante :

— La direction : droite joignant q q'.

— Sens : puisque les charges sont positives, elles sont répulsives.

— Intensité : l'intensité est donnée par la loi de Coulomb : si d est la distance séparant q et q' on a :

$$F = -F' = K \frac{q\,q'}{d^2}$$

Si l'on suppose que l'on opère *dans le vide* on a :

$$K = \frac{1}{4\,\pi\,\varepsilon_0}$$

Ou, $\frac{1}{4\pi}$ est un facteur géométrique et ε_o une constante dépendant des propriétés électriques du vide : c'est la *constante diélectrique du vide*

Dans le système M.K.S.A. $\varepsilon_o = \frac{10^7}{4\pi C^2}$

ou C est la vitesse de la lumière et $\frac{10^7}{4\pi}$ un facteur dépendant des unités.

Or, C $= 3.10^8$ m/s (300.000 km/s) donc :

$$K = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} = \frac{1}{4\pi \frac{10^7}{4\pi\, 9.10^{16}}} = \frac{1}{\frac{10^7}{9.10^{16}}} = 9.10^9$$

donc en M.K.S.A. la loi de Coulomb s'écrit :

$$F = 9.10^9 \frac{qq'}{d^2} \qquad \text{en C.G.S. } K = 1,\ F = \frac{q\,q'}{d^2}$$

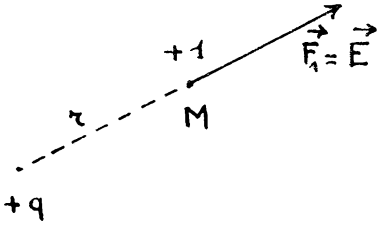
avec q et q' en Coulomb :

d en mètres

F en Newton.

C. — CHAMP ELÈCTRIQUE

Tout l'espace qui environne une charge q va donc être modifié. En chacun des points de cet espace vont s'exercer des forces électriques. *Par définition, on appelle champ électrique l'ensemble des points de l'espace où s'exercent des forces électriques.*



Considérons donc une charge électrique + q. Dans l'espace qui l'environne va donc régner un champ électrique. Supposons qu'en un point M situé à la distance r de q on place une charge unité + 1. Sur cette charge va s'exercer une force.

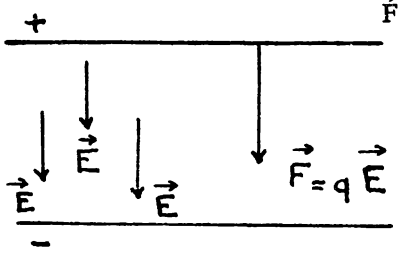
$$|F_1| = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \frac{q}{r^2}$$

Par définition l'intensité du champ électrique en M est égale à l'intensité de la force F_1 qui s'exerce sur la charge unité en ce point. Et on pose :

$$| E_1 | = | F_1 | = \frac{1}{4 \pi \varepsilon_o} \frac{q}{r^2}$$

Si maintenant on place en M une charge $q' \neq 1$, la force qui s'exerce sur q' est évidemment :

$$\vec{F} = q' \vec{E}$$



Considérons maintenant deux plateaux parallèles chargés d'électricité de signe contraire. Dans ce cas, entre les deux plateaux le champ est *invariable en direction et en intensité :* on dit qu'il est *uniforme.*

Considérons une charge + q située au niveau du plateau +, elle est soumise à la force

$$\vec{F} = q \vec{E}$$

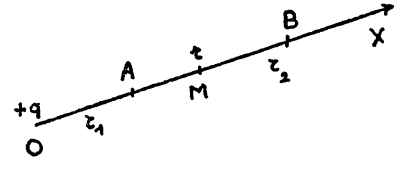
Soit d la distance entre les deux plateaux A et B.

Si on laisse la charge aller de A jusqu'en B la force fournit le travail.

$$\mathcal{C} = q.\vec{E}.\vec{d}$$

En effet $\vec{E}$ reste constant pendant le déplacement.

D. — NOTION DE POTENTIEL



Considérons une charge ponctuelle + q placée en O, soit une droite OX issue de O et 2 points A et B sur cette droite OA = r_1 OB = r_2.

Considérons une charge unité placée en A, elle est soumise à la force $\vec{F} = \vec{E}_A$ = champ en A.

Déplaçons la charge de A en B. Comme le champ n'est pas uniforme, on ne peut pas appliquer la formule précédente pour calculer le travail fourni pour *aller de A en B.*

Considérons donc un point M à la distance r de O, et un déplacement élémentaire dr à partir de M.

En M le champ a pour valeur E_M. Pendant le déplacement dr infiniment petit il reste constant. Donc le travail élémentaire $d\mathcal{C}$ fourni pendant le trajet dr est :

$$d\mathcal{C} = E_M . dr$$

$$\text{soit } d\mathcal{C} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_o} \frac{q}{r^2} dr = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \frac{dr}{r^2}$$

Soit en intégrant entre A et B, la valeur du travail total

$$\mathcal{C} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \int_A^B \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \left[-\frac{1}{r} \right]_A^B$$

$$= \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right)$$

On peut également écrire :

$$\mathcal{C} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \frac{1}{r_1} - \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} \frac{1}{r_2}$$

Vous voyez donc que le travail fourni par le déplacement de la charge + 1 allant de A en B est égal à la différence de deux termes. Le premier ne dépend que du point A d'abscisse r_1, le deuxième ne dépend que de B d'abscisse r_2. Ces deux termes représentent donc deux valeurs d'une même fonction V

$$V = \frac{q}{4\pi\varepsilon_o} . \frac{1}{r}$$

En effet, au point A cette fonction prend la valeur

$V_A = \dfrac{q}{4\pi\varepsilon_o} . \dfrac{1}{r_1}$, de même pour le point B.

Cette fonction est appelée potentiel. V_A est le potentiel de A, V_B le potentiel du point B.

On peut donc écrire que le travail fourni par la charge unité allant de A en B est :

$$\mathcal{C} = V_A - V_B$$

Ce résultat est établi pour un déplacement linéaire mais on démontre que quel que soit le chemin suivi pour aller de A en B, on a toujours

$$\mathcal{T} = V_A - V_B$$

Donc on appellera différence de potentiel entre deux points A et B, le travail fourni par la force électrique quand une charge électrique unité passe de A en B et ce, quel que soit le chemin suivi.

Remarquons que puisque $V = \frac{q}{4 \pi \varepsilon_o} \frac{1}{r}$ si $r \to \infty$ $V \to 0$

Donc à l'infini, le *potentiel est nul.* De plus, par convention, on pose également que le *potentiel de la terre est nul.*

Le calcul que nous avons mené s'appliquait à une charge + 1.

Si maintenant c'est une charge q qui va de A en B on a :

$$\mathcal{T} = q\,(V_A - V_B)$$

Une des relations fondamentales de l'électrostatique.

L'unité de d.d.p. est le volt : c'est la d.d.p. qui existe entre deux points lorsqu'une charge de 1 Coulomb allant de l'un à l'autre effectue un travail de 1 joule.

Remarquons que :

$$E = \frac{q}{4 \pi \varepsilon_o} \frac{1}{r^2} \quad \text{et} \quad V = \frac{q}{4 \pi \varepsilon_o} \frac{1}{r}$$

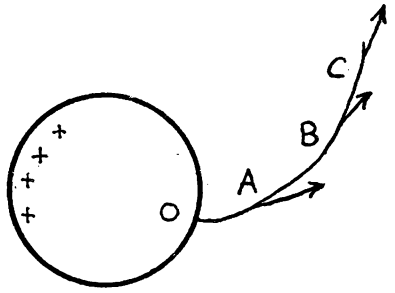
$$\text{donc, dimensions de } E = \frac{\text{dimensions de } V}{L}$$

donc, un champ électrique se mesure en volt/mètre.

Remarquons que si plusieurs charges sont en jeu :

$$V = \frac{1}{4 \pi \varepsilon_o} \cdot \Sigma \frac{q}{r}$$

E. — CONDUCTEUR CHARGE



Considérons un corps conducteur *isolé* dans l'espace, et apportons sur lui des charges + par exemple (cela veut dire qu'on lui enlève des électrons). Ces charges vont se répartir sur tout le conducteur et on constate qu'à l'équilibre *elles sont localisées à la surface du conducteur.*

On peut montrer que :

— En tout point de la surface du conducteur, le champ est normal à la surface.

— Il en résulte que tous les points de la surface de ce conducteur en équilibre *sont au même potentiel.*

— On peut également montrer que si le conducteur est creux et maintenu à V constant, *le champ est nul à l'intérieur.*

Donc à l'intérieur, on est à l'abri des perturbations extérieures, c'est le principe des *cages de Faraday.*

Tout l'espace environnant ce corps électrisé va donc être le siège d'un champ électrique, c'est-à-dire qu'en des points A, B, C s'appliquent des forces.

Considérons alors la ligne normale à la surface en O et tangente aux forces appliquées en A, B, C : une telle ligne est dite *ligne de force du champ.* Il est évident qu'il existe une infinité de lignes de force.

F. — ENERGIE ELECTRIQUE

Considérons donc un champ électrique créé par un nombre quelconque de charges fixes, plaçons en un point A de potentiel V_A une charge q, et déplaçons-la jusqu'en B de potentiel V_B. Le travail *fourni* par les forces électrostatiques est :

$$\mathcal{C} = q\ (V_A - V_B)$$

Mais si le système charges fixes — charges mobiles a fourni du travail, cela veut dire que son énergie a diminué. Donc la variation d'énergie électrique est :

$$\Delta W = - \mathcal{C} = q\ (V_B - V_A)$$

Considérons maintenant un conducteur isolé dont le potentiel est V et la charge Q. Pour évaluer l'énergie de ce conducteur, nous allons la considérer tout d'abord à l'état neutre, puis de l'infini, on va lui apporter des charges infiniment petites, l'une après l'autre, de telle sorte que la somme de ces charges infiniment petites soit Q.

Considérons un nombre x variant de 0 à 1 pendant cette opération. Au départ, $x = O$ et la charge est $Qx = O$. A l'arrivée $x = 1$, la charge est $Qx = Q$.

A un instant donné on a $O < x < 1$ et la charge est $Qx < Q$, le potentiel est : $Vx < V$.

Sur ce conducteur de charge Qx de potentiel Vx, on va apporter de l'infini une charge infiniment petite : cette charge infiniment petite peut se représenter par Q dx. On va donc fournir un travail infiniment petit $d\mathcal{C}$

$$d\mathcal{C} = Q\,dx\,(V_{infini} - V_{corps}) = Q\,dx\,(O - Vx) = -\,Q\,dx\,Vx$$

Pendant cette transformation, la variation d'énergie électrique est d W

$$d\,W = -\,d\mathcal{C} = Q\,dx\,Vx$$

Pour charger totalement le conducteur et lui amener la charge Q, le travail fourni sera

$$\mathcal{C} = \int_{x=0}^{x=1} d\,\mathcal{C}$$

donc l'énergie électrique du conducteur chargé sera :

$$W = \int_0^1 VQxdx = V\,Q \int_0^1 xdx = \frac{1}{2}\,Q\,V$$

L'énergie électrique d'un conducteur de charge Q de potentiel V est donc :

$$W = \frac{1}{2}\,Q\,V$$

CHAPITRE II

CONDENSATEURS

A. — CAPACITE D'UN CONDUCTEUR

Considérons donc un conducteur, et apportons-lui une charge Q_1 il prend un potentiel V_1, si maintenant on lui apporte une charge Q_2 il prend un *potentiel* V_2. *On peut démontrer qu'il y a proportionnalité entre charge et potentiel.*

$$Q = C\ V$$

Le facteur de proportionnalité C est appelé *capacité du conducteur.*

Par exemple, considérons un conducteur sphérique placé dans le vide et sur lequel on apporte une charge Q. Le potentiel en un point de la surface de la sphère de rayon R est :

$$V = \frac{1}{4\ \pi\ \varepsilon_o}\ Q\ \frac{1}{R} \quad \text{d'où} \quad Q = 4\ \pi\ \varepsilon_o\ V\ R$$

Comme $Q = C\ V$ la capacité de la sphère dans le vide est :

$$C = 4\ \pi\ \varepsilon_o\ R$$

Supposons maintenant que la sphère soit placée non plus dans le vide, mais dans un milieu de constante électrique ε, sa capacité devient :

$$C_m = 4\ \pi\ \varepsilon\ R \qquad \text{on a donc :}$$

$$C_m = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_o}\ C_{vide}$$

en général on pose : $\dfrac{\varepsilon}{\varepsilon_o} = \varepsilon_r$

$$C_m = \varepsilon_r\ C_{vide}$$

On appelle ε_r constante *diélectrique relative, ou pouvoir inducteur spécifique ou permittivité relative.*

L'unité de capacité est le farad : c'est la capacité d'un conducteur qui prend une charge de 1 coulomb quand il est porté à un potentiel de 1 volt.

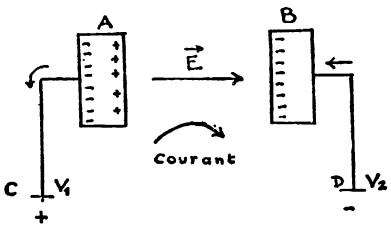
Comme le farad est une unité très grande, on utilise plus souvent les sous-multiples microfarad $\mu F = 10^{-6}$ et picofarad $pF = 10^{-12}$.

B. — CONDENSATEURS

Un condensateur est constitué par deux conducteurs placés au *voisinage l'un de l'autre et séparés par un isolant qu'on appelle le diélectrique.*

Les deux conducteurs s'appellent les armatures.

1° Charge et décharge :



Réunissons les armatures A et B respectivement à une borne C maintenue à un potentiel V_1 constant et à une borne D maintenue à V_2 constant. Supposons que $V_2 < V_1$, cela veut dire que *D sera négatif par rapport à C.* A est porté au potentiel V_1, B au potentiel V_2, et un champ électrique $\vec{E}$ s'établit entre les deux armatures.

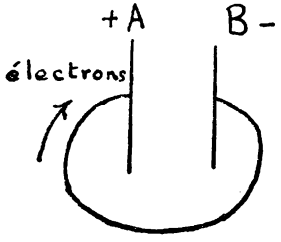
De ce fait, les électrons des deux plateaux métalliques vont se déplacer, les électrons partent de A vers C et A se charge positivement. Inversement en B les électrons affluent de D vers B, et B se charge négativement. Mais très rapidement, on arrive à un état d'équilibre et ces mouvements s'arrêtent. On a donc eu un déplacement très bref d'électrons dans les sens D, B, A, C. *Donc, un courant électrique est passé dans le circuit.*

Comme par convention, le sens du courant est opposé au sens de déplacement des électrons, *le sens de ce courant sera C, A, B, D.*

Ce courant très bref est appelé courant de charge du condensateur. Si à ce moment on sépare les armatures C et D, A garde une charge + Q et B une charge — Q, et il y a proportionnalité entre Q et $V_1 - V_2$.

On peut donc écrire : $Q = C (V_1 - V_2)$ C est la capacité du condensateur.

Tout ce que nous avons dit à propos de la capacité d'un conducteur s'applique ici, et la capacité C *du condensateur dépendra évidemment de la nature du diélectrique.*



Si maintenant on réunit les deux armatures A et B chargées par un fil conducteur, les électrons en excédent sur B vont aller neutraliser les charges positives de A.

Des électrons circulent de B vers A, *donc un courant électrique passe de A vers B.* C'est le *courant de décharge.*

Au départ les deux plateaux sont aux potentiels V_1 et V_2, mais du fait de l'écoulement des électrons les deux armatures reviennent au même potentiel et de ce fait le courant de décharge cesse.

Pendant la décharge du condensateur, il va y avoir dégagement d'énergie. C'est donc qu'un *condensateur chargé renferme de l'énergie électrique.*

Cette valeur de l'énergie a déjà été calculée pour un conducteur, et on peut appliquer les mêmes formules. Si on pose : $V_1 - V_2 = V$

$$W = \frac{1}{2} Q V = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \frac{Q^2}{C}$$

En tenant compte de $Q = CV$ et $V = \frac{Q}{C}$

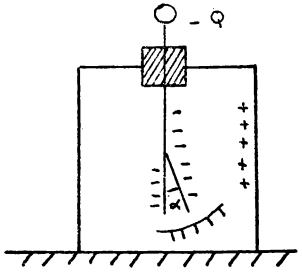
Pour en terminer avec les condensateurs, remarquons tout de suite qu'un *courant continu ne pourra pas traverser un condensateur.*

Une fois celui-ci chargé, plus aucun courant ne passera.

Par contre, *un courant alternatif qui change de sens de manière périodique pourra franchir un condensateur.*

C. — ELECTROSCOPE A FEUILLE D'OR

Les électroscopes sont des appareils destinés à la mesure des charges électriques, c'est-à-dire des d.d.p.



Le plus simple des électroscopes est *l'électroscope à feuille d'or.* Il est formé par un cylindre métallique, dans lequel plonge un axe métallique, axe et cylindre sont isolés. Une mince feuille d'or est fixée sur l'axe. On établit la d.d.p. à mesurer entre l'axe et le cylindre.

Pour cela, on apporte par exemple une charge — Q sur la tige, c'est-à-dire des électrons. Ces électrons se répartissent donc sur la tige et la feuille, et la paroi interne du cylindre va donc être positive par rapport à la tige et à la feuille. On a donc un condensateur, dont la première armature est le système tige-feuille, la deuxième est le cylindre.

La première de ces armatures porte la charge — Q, la deuxième la charge + Q, donc une force électrique va prendre naissance entre les deux. Comme la feuille d'or est très légère, elle se soulève sous l'influence de cette force. Mais la pesanteur agit sur la feuille et tend à la faire retomber. De ce fait, la feuille va prendre une position d'équilibre qui fait un angle α avec la position de départ.

Plus la charge — Q apportée sur la tige est grande, plus la force est grande, plus α sera grand.

Or, plus — Q est grand, plus la d.d.p. entre tige et cylindre est grande. *Vous voyez donc que α sera d'autant plus grand que la d.d.p. est grande.* On peut donc en mesurant α à l'aide d'une graduation mesurer une d.d.p. après avoir étalonné l'appareil.

CHAPITRE III

STRUCTURE ELECTRONIQUE DES SOLIDES

Autrefois, parmi les corps solides, on distinguait suivant les valeurs de la résistivité trois catégories : les métaux bons conducteurs, les isolants et une catégorie de corps intermédiaires, les semi-conducteurs, on savait que le passage d'électricité est dû à des déplacements d'électrons.

On disait donc que les métaux bons conducteurs contenaient des électrons libres susceptibles de se déplacer et donc d'amener le passage du courant.

A l'opposé, on disait que les isolants contenaient des électrons fortement liés, ne pouvant pas se déplacer.

Ces notions étaient évidemment très empiriques et lorsque fut découverte la structure électronique de l'atome on pensa à adapter cette théorie à l'état solide.

Jusqu'à maintenant nous avons supposé les atomes isolés les uns aux autres. De ce fait, on pouvait définir des couches d'énergie bien individualisées K.L.M.N.O...

Mais dans un corps solide, il va y avoir de très nombreux atomes au voisinage les uns des autres. De ce fait, les électrons négatifs de l'un de ces atomes, vont être influencés par le noyau positif, par exemple d'un atome voisin. De ce fait, les couches d'énergie de cet atome vont être perturbées.

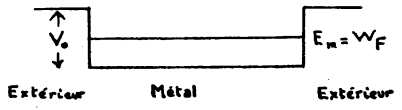
Cependant, l'énergie des couches proches du noyau, K, L, M par exemple, ont une valeur absolue très grande. Cela veut dire que les électrons de ces couches vont être très solidement fixés à l'atome et vont peu ressentir les effets perturbateurs des atomes voisins.

Par contre, les électrons des couches plus périphériques, N, O, P par exemple, sont moins solidement fixés à l'atome. Ils vont subir l'influence des atomes voisins, et on ne pourra plus définir pour eux des couches d'énergie bien individualisées. Ces couches vont s'élargir et former ce que l'on appelle des *bandes d'énergie.*

Au total, vous le voyez, pour les couches profondes, que l'atome soit isolé ou inclus dans un solide, rien ne change. Par contre, pour les couches plus périphériques, il va y avoir des changements suivant que l'atome est isolé ou inclus dans un solide.

A. — APPROXIMATION DE SOMMERFELD

Le gaz d'électrons.



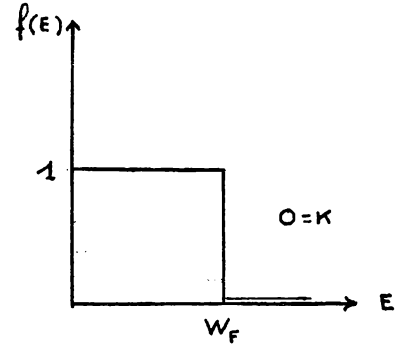
La première théorie relative à l'état solide est due à SOMMERFELD. Il supposait que dans le métal, *le potentiel était constant.* Cela voulait dire que les attractions et les répulsions s'exerçant sur les électrons se compensaient.

Donc dans le métal le potentiel est constant, mais il subit une brutale augmentation lorsqu'on sort du solide, cela revient à dire que l'on considère *que les électrons du métal sont enfermés dans une cuvette de potentiel.*

Soit V_0 la hauteur de cette cuvette de potentiel, mais dans cette cuvette *les électrons que l'on suppose libres* dans le cas d'un métal, vont pouvoir occuper différents niveaux.

1° Supposons que *l'on se place au 0° absolu.* On peut alors montrer que l'énergie des électrons ne peut pas dépasser une certaine valeur : W_F *appelée niveau de Fermi.*

Cela veut dire donc que la probabilité de présence d'électrons à une énergie inférieure à W_F est 1 et que la probabilité de présence d'électrons à une énergie supérieure à W_F est 0.

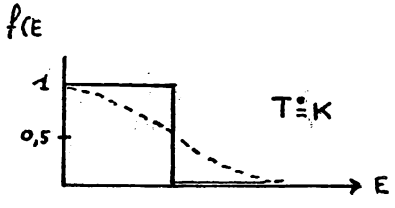


Cette probabilité de présence se représente par une fonction f(E) où E est l'énergie : *c'est la fonction de Fermi.*

Cette fonction est donc $f(E) = 1$ pour $E < W_F$ et $f(E) = 0$ pour $E > W_F$.

Les variations de cette fonction peuvent donc se représenter par la courbe ci-contre.

Cela veut dire donc que dans *la cuvette de potentiel au 0° absolu,* les électrons ne peuvent pas dépasser l'énergie $E_M = W_F$.



2° Supposons maintenant que l'on augmente la température et que l'on se place à T^0 K. On constate à ce moment que les solides se divisent en deux catégories :

— Pour la première catégorie, la courbe de f (E) a la même forme à T^0 qu'au 0^0 K : *ce sont les métaux.*

— Pour la deuxième catégorie de solides, on constate que la courbe de f (E) se déforme et prend l'aspect dessiné.

Or, f (E) représente la probabilité de présence des électrons. Vous voyez donc que pour cette catégorie de solides à T^0 on pourra trouver des électrons au-dessus de W_F.

Cette catégorie de solides est constituée par les isolants et les semi-conducteurs.

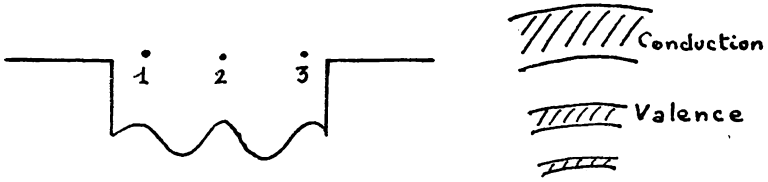
Donc cette théorie permet de distinguer entre conducteurs et non-conducteurs, mais ne sépare pas les isolants et les semi-conducteurs.

B. — THEORIE DES BANDES

Pour perfectionner cette théorie, il faut renoncer à admettre que le potentiel est constant. Nous allons donc supposer que dans le solide le potentiel varie. Et cette supposition est très logique. En effet, près d'un noyau positif, il est bien évident que le potentiel ne peut pas avoir la même valeur que loin d'un noyau.

Donc, le potentiel va varier.

Pour un solide cristallisé, les noyaux sont disposés à intervalles réguliers, donc au voisinage des noyaux 1, 2, 3, 4 le potentiel va prendre les mêmes valeurs.



Donc périodiquement, le potentiel va prendre les mêmes valeurs. *Cela veut dire que le potentiel dans le solide peut se représenter par une fonction périodique.*

Si donc, on considère la cuvette de potentiel représentant le solide, cela veut dire que le fond de cette cuvette va subir des variations périodiques. En partant de cette hypothèse, on peut montrer que les énergies des électrons périphériques des atomes du solide sont réparties dans des bandes.

Ces bandes sont séparées par des intervalles interdits et inaccessibles aux électrons, appelées *bandes interdites.*

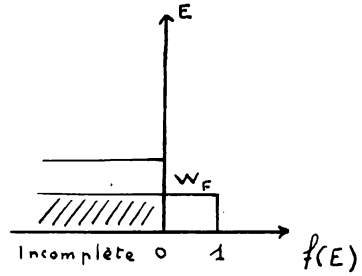
Donc, les seules énergies que peuvent prendre les électrons sont situées dans ces bandes. La dernière des bandes permises est appelée : *bande de conduction.* L'avant-dernière est la *bande de valence.*

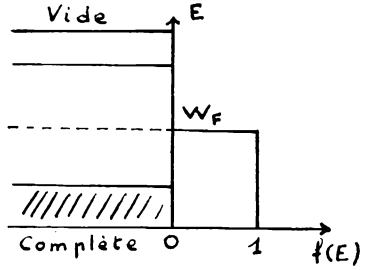
1° *0° K :*

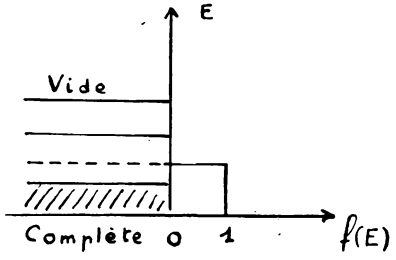
Nous allons maintenant supposer que l'on se place au 0° absolu, et on va envisager le mode d'arrangement des électrons dans ces bandes.

Pour les conducteurs qui comportent moins de quatre électrons périphériques, la *bande de conduction est incomplète.*

La bande est coupée par le niveau de Fermi W_F. Si on représente les variations de f (E) on a la forme que vous connaissez avec passage de 0 à 1 au niveau de W_F.







Pour *un isolant* qui est formé d'atomes à plus de quatre électrons périphériques la bande de valence est complète, et la bande de conduction est vide. Ces deux bandes sont séparées *par un grand intervalle.* Puisqu'on est au zéro, la fonction de Fermi présente le même aspect que pour les métaux.

Pour les semi-conducteurs dont les atomes ont quatre électrons périphériques, la *bande de valence est encore complète,* et la bande de conduction est vide. Mais les deux bandes *sont séparées par un tout petit intervalle.*

La fonction de Fermi a toujours la même allure.

Supposons que l'on fasse agir un *champ électrique* sur ces solides.

Dans les cas des isolants et des semi-conducteurs, la dernière bande occupée est complète ; tout se passe comme si les électrons ne pouvaient pas bouger, le courant ne passe pas.

En fait, les électrons se déplacent, mais dans des directions opposées, et comme la bande est complète, ces mouvements se compensent deux à deux. Dans le cas des métaux, la dernière bande occupée est incomplète : tout se passe comme si les électrons avaient des places vides devant eux, ils peuvent se déplacer ; ce sont des électrons « libres ». Le courant passe alors. En fait, dans ce cas, les mouvements opposés ne se compensent plus, car la bande est incomplète.

Mais deux cas vont se présenter : la bande est presque vide ou presque pleine.

Si la bande est presque vide, les électrons se comportent absolument comme s'ils étaient libres : on dit qu'il y a conduction par électrons.

Supposons maintenant que la *bande soit presque pleine*, qu'il reste par exemple une place vide.

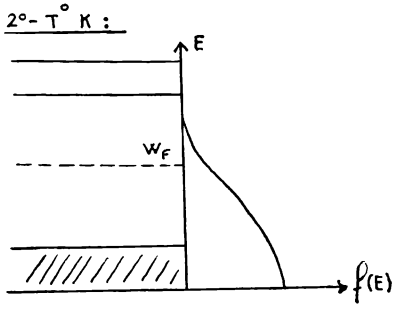
Lorsqu'on fait agir le champ, l'électron 1 vient dans la place vide, mais en partant il laisse « un trou » que l'électron 2 vient occuper et ainsi de suite.

Tout se passe donc comme si la place vide s'était déplacée de la gauche vers la droite, pendant que les électrons vont de la droite vers la gauche.

Cette place vide a été appelée « un trou ».

On peut considérer qu'elle est positive par rapport aux électrons. Donc, pour expliquer le passage du courant, on *peut dire que tout se passe comme si un trou positif s'était déplacé de la gauche vers la droite.*

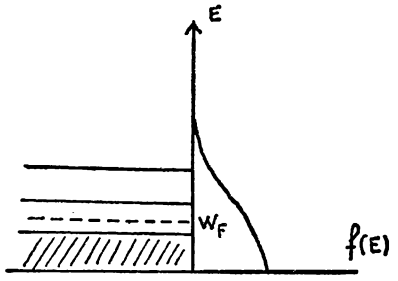
On dit alors qu'il y a conduction par trous positifs lorsque la bande est presque saturée.



Supposons maintenant que l'on augmente la température et que l'on se place à T° K. A ce moment, je vous l'ai dit, la fonction de Fermi se déforme, et la probabilité de trouver des électrons au-dessus de W_F n'est plus nulle.

Pour un isolant on peut représenter les choses comme ci-dessus. Donc rien n'est changé. La probabilité pour que des électrons montent dans la bande supérieure est nulle et le corps reste toujours avec une bande saturée : il est toujours isolant.

Considérons maintenant un *semi-conducteur.*



Je vous l'ai dit, sa bande de valence complète au 0^0 et sa bande de conduction sont très rapprochées. Donc, lorsqu'on passe à T^0 K la fonction de Fermi se déforme, comme vous le savez, et vous voyez que la *probabilité de présence d'électrons dans la bande supérieure n'est plus nulle.*

Donc, les électrons vont passer de la bande de valence sur la bande conduction, on a donc des bandes incomplètes.

Le corps devient conducteur de l'électricité.

Au total donc un semi-conducteur est isolant au 0^0 K, conducteur à T^0 K, et d'autant plus conducteur que la température est plus élevée.

Et d'ailleurs, ce passage d'électrons d'une bande sur l'autre sous l'effet de la chaleur se conçoit aisément. Lorsqu'on chauffe le solide, on lui fournit de l'énergie. Donc ces électrons reçoivent de l'énergie.

Dans le cas des isolants, elle est insuffisante pour les faire monter sur la bande suivante. Dans le cas des semi-conducteurs elle est suffisante, car les bandes sont très rapprochées.

C. — SEMI-CONDUCTEURS

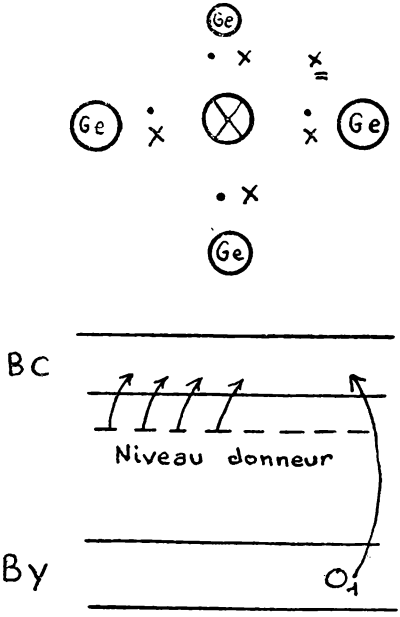
Les semi-conducteurs tels que nous venons de les définir sont dits : *semi-conducteurs intrinsèques.*

Ce sont des corps formés d'atomes à quatre électrons sur la couche périphérique. C'est le cas du germanium, par exemple : *le germanium sera donc isolant au 0^0 K et conducteur à haute température.*

Mais à côté de ces semi-conducteurs intrinsèques, il en existe d'autres appelés *semi-conducteurs extrinsèques ;* il en existe de deux types : type n et type p.

1° **Type n :**

Supposons qu'on fasse fondre du germanium et qu'on y ajoute des traces d'arsenic, par exemple.



Lorsque l'ensemble va cristalliser, on va obtenir un cristal formé d'atomes de germanium régulièrement disposés, mais de place en place on va trouver un atome d'arsenic. Or l'arsenic possède cinq électrons de valence, le germanium quatre. Donc l'atome d'arsenic va engager quatre électrons avec les atomes voisins. Mais il va rester *un électron excédentaire* qui, de ce fait, est plus libre que les autres et la conductibilité du cristal augmente. On dit que l'on a un *semiconducteur de type n.*

Au point de vue énergétique ces électrons excédentaires se disposent sur un niveau supplémentaire très près de la bande de conduction.

De ce fait, dès que la température augmente ces électrons du niveau supplémentaire gagne très facilement la bande de conduction, et c'est ce qui explique que le cristal soit meilleur conducteur.

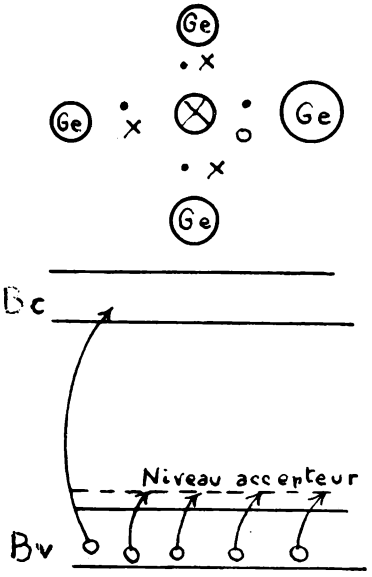
Donc le passage du courant sera assuré par ces électrons : on dit que le cristal possède *des porteurs majoritaires négatifs.*

Remarquons que pendant le même temps quelques rares électrons de la bande de valence arrivent à gagner la bande de conduction, où ils s'ajoutent aux électrons provenant de l'arsenic.

Mais de ce fait, quelques trous positifs apparaissent dans la bande de valence ; comme ils sont peu nombreux, on dit que le cristal possède des porteurs minoritaires positifs.

2° **Type p :**

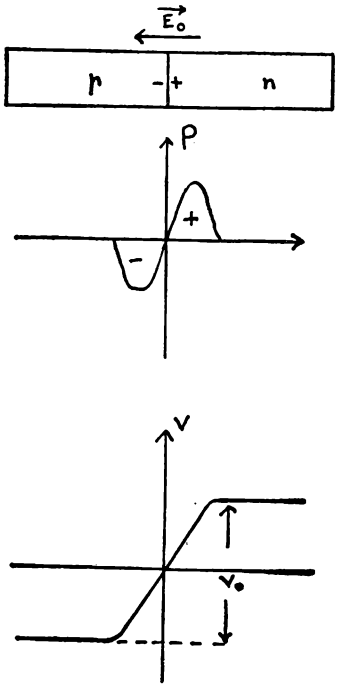
Supposons maintenant que l'on ajoute au germanium des traces d'indium. L'indium ne comporte que trois électrons périphériques. Il va donc apparaître dans le cristal des trous positifs qui vont augmenter la conductibilité.



Au point de vue énergétique l'addition d'indium crée un nouveau niveau permis, très près de la bande de valence. De ce fait, les électrons de la bande de valence peuvent s'échapper plus facilement puisqu'ils ont un niveau permis très près, de ce fait des places libres c'est-à-dire des trous positifs apparaissent dans la bande de valence, ce qui explique l'augmentation de conductivité. Le cristal est de *type p* et il a des *porteurs majoritaires positifs.*

Notons que quelques rares électrons vont gagner la bande de conduction, on dit que le cristal a *des porteurs minoritaires négatifs.*

D. — JONCTION ENTRE SEMI-CONDUCTEURS



Supposons que l'on réalise un contact très étroit entre un semi-conducteur p et un semi-conducteur n.

On a réalisé ce que l'on appelle une jonction p-n.

Du côté p, on a donc un excès de trous positifs, du côté n un excès d'électrons négatifs. Ces trous et ces électrons vont diffuser au travers de la surface de séparation. Les trous positifs diffusent de gauche à droite p vers n, les électrons de n vers p. *De ce fait, au niveau de la jonction, la face p devient négative, la face n positive.*

En effet, la face p perd des trous positifs et gagne des électrons. La face n perd des électrons négatifs et gagne des trous positifs.

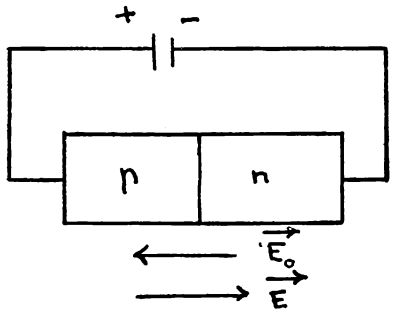
On peut tracer la courbe représentant la densité des charges ρ au niveau de la jonction. De plus, au niveau de la jonction, comme il existe face à face des charges positives et négatives, il prend naissance une *d.d.p.* V_0 et la courbe de potentiel au niveau de la jonction a l'aspect dessiné.

Mais dire qu'il existe une d.d.p. au niveau de la jonction revient à dire qu'il existe un champ électrique E_0 dirigé de n vers p.

Ce champ va s'opposer au mouvement des trous de p vers n, et des électrons de n vers p.

Ce qui fait que l'on arrive rapidement à un équilibre entre les forces de diffusion et les forces exercées par ce champ.

Branchement en sens direct :

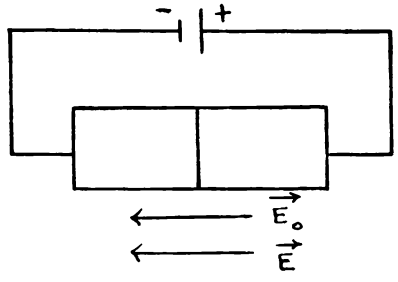


Supposons que l'on relie cette jonction à un générateur de courant continu, en joignant le côté p au pôle +, le côté n au pôle —.

De ce fait, le générateur va créer un champ E opposé au premier E_0 et il va en détruire les effets. De ce fait, l'équilibre est rompu et *des électrons vont passer* de n vers p.

Dire que des électrons passent de n vers p, cela revient à dire qu'un *courant électrique passe de p vers n.* On dit que la jonction est *polarisée en sens direct.*

Polarisation en sens inverse :



Branchons maintenant la jonction de telle sorte que le pôle négatif soit relié à p, le pôle positif relié à n. De ce fait, dans la jonction se crée un champ E de même sens que E_0. De ce fait, le mouvement des électrons et des trous est gêné et même stoppé si E est assez fort. Donc le courant ne passe pas.

On peut en outre montrer qu'au niveau de la jonction il apparaît une *zone vide de toute charge mobile. Cette zone déserte est appelée zone de déplétion.*

Notons toutefois que du côté p il existe des porteurs minoritaires négatifs et du côté n, des porteurs minoritaires positifs. Ces porteurs minoritaires peuvent se déplacer, eux, sous l'influence des champs E et E_o. Leur déplacement va créer un courant très petit I_s. Ce courant I_s est en effet très petit car les porteurs minoritaires sont très peu nombreux.

CHAPITRE V

PRODUCTION DE CHARGES ELECTRIQUES

A l'état normal la matière est neutre électriquement, qu'elle soit formée d'atomes isolés comme dans les gaz ou d'atomes groupés comme dans les solides. Il y a en effet neutralisation exacte des charges + du noyau, par les charges — des électrons. On a déjà vu comment en frottant un morceau de verre on pouvait rompre cet équilibre en arrachant des électrons, et nous allons maintenant envisager les différents procédés qui amènent une rupture de cet équilibre.

Auparavant, toutefois, nous allons préciser ce que je vous avais dit au sujet de l'électrisation des métaux et des isolants par frottement.

Lorsqu'on arrache des électrons à un isolant, on forme des ions +. Mais comme dans un isolant il n'existe pas de charges mobiles, ces ions + restent localisés au point de frottement.

Par contre dans un métal isolé dans l'espace, si on arrache des électrons en un point donné, on va créer des ions + en ce point. Mais comme dans le métal il existe des charges mobiles, cette charge + se répartit sur toute la surface du conducteur.

A. — CAS DES LIQUIDES

Comme type de liquide nous allons évidemment prendre l'eau. L'eau rigoureusement pure est un isolant.

Mais si l'on dissout dans l'eau du ClNa on va obtenir des ions Cl^- et Na^+.

Donc, l'eau va contenir des charges électriques. Vous voyez que la *dissolution dans l'eau d'un électrolyte est un procédé de production de charges électriques.*

B. — CAS DES GAZ

Supposons que l'on ait un gaz monoatomique. A l'état gazeux les différents atomes sont assez éloignés les uns des autres pour ne pas s'influencer réciproquement au niveau des électrons périphériques.

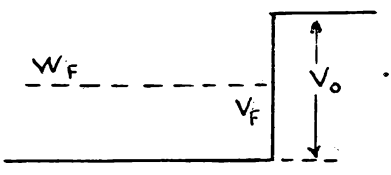
De ce fait, dans un gaz les atomes possèdent encore des couches électroniques bien définies. Pour produire des charges électriques dans un gaz, on peut envisager en particulier deux procédés :

— **Effet photoélectrique** : que nous étudierons à propos des rayons X.

— **Ionisation par choc** : si dans un gaz, on fait arriver des électrons ou des ions animés de grande vitesse, ces électrons et ces ions vont pouvoir en heurtant des atomes neutres leur arracher des électrons et donc produire des ions +.

C. — CAS DES METAUX

Dans les métaux, vous l'avez vu, les atomes s'influencent les uns les autres, ce qui fait que si les couches internes restent assez bien définies, les couches plus périphériques s'élargissent et donnent des bandes.



De plus, au point de vue électrique, le métal représente un puits de potentiel de la valeur V_0. Il lui correspond l'énergie W_0. Dans cette cuvette, les électrons ne peuvent dépasser le niveau de Fermi W_F correspondant au potentiel V_F.

Soit V_s la différence entre le potentiel V_0 et le potentiel V_F, $V_s = V_0 - V_F$. Ce potentiel est appelé *potentiel de sortie.*

En effet, pour faire sortir un électron du métal, il faut lui fournir l'énergie $e.V_s = W_s$. Ce travail est appelé *travail de sortie.*

Donc, lorsqu'on fournit à un électron d'un métal une énergie égale au travail de sortie, l'électron sort du métal et en sortant il abandonne un ion +. Il y aura donc électrisation. Nous allons maintenant envisager les différents procédés utilisés pour extraire ces électrons.

1° EFFET PHOTOELECTRIQUE.

Par définition, l'effet photoélectrique est le phénomène consistant en la mise en mouvement d'électrons par des rayonnements électromagnétiques qui cèdent la totalité de leur énergie à ces électrons.

L'effet photoélectrique peut être de plusieurs types :

— Les électrons mis en mouvement sortent de la matière : c'est l'effet *photoélectrique photoémissif.*

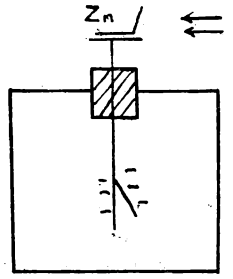
— Les électrons sont mis en mouvement mais ne sortent pas de la matière : c'est l'effet *photoélectrique photorésistant.*

Lorsque nous étudierons les rayons X vous verrez que ces rayons très énergiques peuvent arracher des électrons des couches profondes d'un atome.

Dans l'étude présente, nous allons envisager l'action des ultraviolets et du visible sur un métal.

Dans ce cas l'énergie est moins grande, ces rayonnements ne pourront agir que sur les électrons périphériques, c'est-à-dire ceux qui sont répartis sur les bandes. Nous allons donc être obligé de faire intervenir la notion de potentiel de sortie pour expliquer le phénomène.

a) **Description du phénomène :**



Considérons une plaque de zinc que nous supposons parfaitement propre et polie, et plaçons-la sur le plateau d'un électroscope chargé —. Le tout est dans le vide. Eclairons la lame de zinc avec une lumière riche en ultraviolet. On constate que l'électroscope se décharge.

Pour interpréter cette expérience, on admet que la lumière a arraché des électrons au métal. Il y a donc un déficit en électrons dans la lame de zinc, et ce sont les charges — de l'électroscope qui viennent combler ce déficit, donc l'électroscope va se décharger.

Recommençons maintenant l'expérience avec de l'infrarouge : rien ne se produit. Si on recommence ainsi avec diverses λ, on constate que pour *un métal donné l'émission d'électrons ne commence que lorsque la* λ *de la lumière excitatrice est inférieure à une longueur d'onde* λ_0 *limite caractéristique du métal.*

Cela veut dire donc que la fréquence excitatrice doit être supérieure à une *fréquence limite* ν_0 *caractéristique du métal.*

b) **Interprétation :**

L'interprétation de ces phénomènes a été faite par EINSTEIN. La lumière transporte de l'énergie sous forme de quanta $h\nu$. L'énergie nécessaire pour la sortie d'un électron est W_s. Pour qu'il y ait sortie d'un électron il faut que la fréquence de la lumière soit ν_0 telle que $h\nu_0 = W_s$.

Si la fréquence excitatrice est $\nu > \nu_0$, on a $h\nu > h\nu_0$ donc $h\nu > W_s$. On dispose donc d'un excédent d'énergie $h\nu - W_s$. Cet excédent d'énergie va servir à accélérer l'électron et lui communiquer une énergie cinétique $1/2\ mv^2$, et on aura :

$$h\nu = W_s + \frac{1}{2} mv^2$$

2° EFFET THERMOIONIQUE.

L'effet thermoionique consiste en l'émission d'électrons sous l'effet de la chaleur.

On observe facilement cet effet en portant au rouge un filament métallique ; l'explication est simple : lorsqu'on élève la température du métal on fournit aux électrons de l'énergie et lorsque cette énergie atteint W_s les électrons sortent.

3° EMISSION PAR CHOC.

Lorsqu'on envoie des électrons d'énergie relativement faible sur un métal, on constate que dans certains cas le métal émet un courant d'électrons supérieur à celui qu'il a reçu. Ce courant d'électrons réémis comprend deux groupes :

— Les électrons incidents ou *électrons primaires* qui ont subi un choc sur la cible et sont diffusés.

— *Des électrons supplémentaires* de faible énergie qui ont été arrachés à la cible par le choc des électrons primaires. Ce sont les *électrons secondaires.* On va donc avoir après réflexion un courant I_s supérieur au courant incident I_p.

Le courant I_p est appelé *courant primaire,* le courant I_s est appelé *courant secondaire :* il est formé par la somme : électrons réfléchis + électrons secondaires.

On appelle *rendement* le rapport $\delta = \frac{I_s}{I_p}$.

Ce rendement dépend de la nature du métal, il peut atteindre 8 avec le césium.

Nous retrouverons l'utilisation de cette propriété lorsque nous étudierons les *multiplicateurs d'électrons.*

D. — CONSEQUENCES

Tous les procédés que nous venons d'étudier pour les liquides, les gaz, les métaux, aboutissent finalement à l'apparition de charges positives ou négatives.

— Si on laisse ces charges au repos, il va s'ensuivre des phénomènes que nous avons déjà étudiés, c'est l'électrostatique.

— Si maintenant, on fait agir un champ électrique $\vec{E}$ ces charges q vont donc être soumises à la force $q\vec{E}$, elles vont donc se déplacer : on dit *qu'un courant électrique passe.* Et l'étude de ces mouvements constitue *l'électrocinétique.*

— Pour *l'eau,* où l'on a dissous du ClNa ce sont les charges Cl^- et Na^+ qui vont se déplacer en sens inverse et créer le courant, et d'ailleurs, le passage du courant dans les solutions d'électrolytes a reçu un nom spécial « *l'électrochimie* ».

— Dans *les gaz* le passage du courant va être créé à la fois par les électrons et les ions gazeux créés par effet photoélectrique ou par choc.

— Dans *les métaux* à l'état normal, il existe des électrons libres. Donc, sous l'influence d'un champ électrique ces électrons vont se déplacer et créer le courant ; dans ce cas, vous le voyez, le courant peut passer sans que l'on soit obligé de faire intervenir un des effets que nous venons d'étudier.

— Enfin, reste *le vide :* lorsqu'un métal émet dans le vide des électrons par effet photoélectrique, ces électrons demeurent libres et peuvent se déplacer. Ils peuvent donc créer un courant électrique.

Au total donc, vous le voyez, un courant électrique est toujours créé par des mouvements d'électrons, mais deux cas peuvent se présenter :

— Les électrons *sont libres :* c'est le cas des métaux et des courants dans le vide.

— Les électrons sont *liés à la matière* sous forme d'ions + ou — : c'est le cas des courants dans les liquides et dans les gaz.

ELECTROCINETIQUE

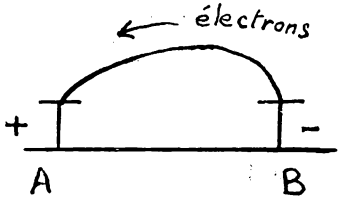
Je vous le répète donc, le déplacement de charges électriques constitue un courant électrique. Dans le cas des métaux, ce sont des électrons libres en mouvement qui constituent le courant électrique.

Ces électrons se déplacent en sens inverse du champ électrique qui les met en mouvement. *Mais par convention le sens positif du courant électrique est opposé au sens du mouvement des électrons.*

Au total donc, pour créer un courant, il faut au préalable créer entre deux points un champ électrique, c'est-à-dire une d.d.p.

Les appareils qui créent des d.d.p. sont appelés les générateurs d'électricité.

Donc, par définition, un générateur d'électricité est un dispositif permettant de maintenir entre deux points appelés bornes une d.d.p. constante ou périodique.



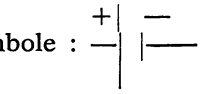
Nous nous limiterons pour le moment au *générateur de courant continu.*

Si on relie la borne + d'un générateur A à la borne négative B par un fil métallique, les électrons libres du métal sont attirés par le pôle +, repoussés par le pôle — ; lorsqu'un électron arrive en A, il va réduire la charge + du pôle A. Pendant ce temps, un électron est sorti de B pour remplacer celui qui est arrivé en A.

Cet électron qui part de B tend à réduire la charge — de B. Au total donc, le passage des électrons de B vers A tend à annuler la dissymétrie entre A et B, c'est-à-dire la d.d.p. Et, précisément, le rôle du générateur est de maintenir cette dissymétrie.

Pour cela, il dépense de l'énergie, il est donc obligatoire que le générateur reçoive de l'extérieur de l'énergie.

On peut donc *définir un générateur comme un appareil qui transforme en énergie électrique une forme quelconque d'énergie.*

On les représente par le symbole : 

Nous allons donc maintenant étudier le passage du courant dans les différents milieux en supposant toujours que la d.d.p. appliquée est constante.

Notre étude est donc limitée en *courants continus.*

RAPPELS DE FORMULES ET DE DEFINITIONS

Intensité d'un courant : $i = \dfrac{dq}{dt}$

Si le courant est continu : $i = \dfrac{q}{t}$ $\begin{matrix}\text{coulombs}\\ \text{secondes}\end{matrix}$

Ampères

Loi d'Ohm $V = R.I$

volts Ohms Ampères

Résistances en série : $R = r_1 + r_2 + r_3 + \ldots\ldots R = \sum_j r_j$

Résistances en parallèles : $\dfrac{1}{R} = \dfrac{1}{r_1} + \dfrac{1}{r_2}, \ldots \quad \dfrac{1}{R} = \sum_j \dfrac{1}{r_j}$

Shunt d'un galvanomètre :

$$S = \rho \frac{i}{I}$$

S valeur du Shunt

ρ résistance interne du galvanomètre

i intensité dans le galvanomètre

I intensité dans le circuit.

Loi de Joule :

$$\mathcal{C} = R.\ i^2.\ t$$

Joules Ohms ampères secondes

$$P = R\ i^2$$

watts Ohms ampères

Loi d'Ohm généralisée :

$$V = \Sigma R_i - \Sigma e$$

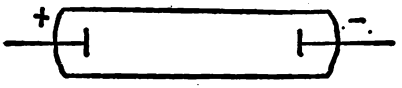
$e > 0$ f.e.m.

$e < 0$ f.c.e.m.

CHAPITRE I

PASSAGE DU COURANT A VIDE

Vous savez que le vide est un isolant parfait.



Considérons donc une ampoule de verre dans laquelle on a réalisé le vide parfait, et plaçons à l'intérieur deux électrodes entre lesquelles on établit une d.d.p.

Il est bien évident qu'il ne se passera rien, puisque le vide ne contient pas de charges électriques susceptibles de se déplacer. Mais si par un moyen quelconque, on peut faire pénétrer des électrons dans le tube, ils vont se déplacer du — vers le +, donc un courant électrique va passer en sens inverse.

Mais pour faire apparaître ces électrons dans l'ampoule, il faut les emprunter à la matière contenue dans le tube, c'est-à-dire aux électrodes. Pour cela, on utilise un des procédés d'extraction déjà décrit : effet thermoionique, effet photoélectrique. De la sorte, on va obtenir un courant d'électrons dans le vide sans support matériel. Donc, en un premier temps, nous allons compléter nos connaissances sur l'électron libre.

L'ELECTRON

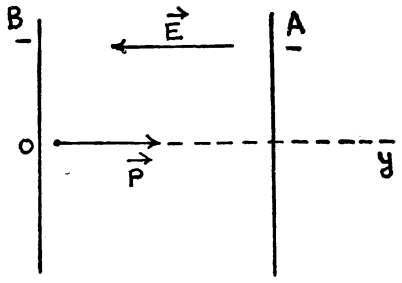
A. — OBTENTION

Pour obtenir des électrons il faut donc, en un premier temps, les extraire de la matière en général d'un métal. Nous avons déjà étudié ces procédés et le plus courant est l'effet thermoionique. Dans ce cas, vous le savez, ces électrons sont émis par le métal à des vitesses très faibles.

En quittant le métal, ils font apparaître des charges + qui tendent à les retenir. Ce qui fait que les électrons ainsi émis ne peuvent s'éloigner et demeurent à proximité du métal émetteur.

Donc pour obtenir un faisceau d'électrons après les avoir extraits du métal, il faut les éloigner. Pour cela, on fait agir un champ électrique longitudinal, c'est-à-dire dirigé parallèlement à la vitesse initiale des électrons.

1° Action d'un champ électrique longitudinal.



Pour créer ce champ, on place tout simplement en face du métal émetteur une électrode + parallèle à la plaque de métal émettrice.

Considérons un électron émis par B avec une vitesse initiale v_o très faible. Il est soumis à la force :

$\vec{F} = -e\vec{E} = m_o\vec{\gamma}$ où m_o est la masse de l'électron au départ, donc :

$$\vec{\gamma} = -\frac{e\vec{E}}{m_o}$$

L'électron va donc se déplacer selon la droite 0y, on choisit le sens positif de 0 vers A. Le mouvement va donc être uniformément accéléré, et on a :

$$\gamma = \frac{d^2y}{dt^2} = +\frac{eE}{m_o} \text{ avec le sens + choisi}$$

$v = \dfrac{dy}{dt} \quad \dfrac{e\,E}{m_o}\,t = v_o$ et la loi du mouvement est :

$y = \dfrac{1}{2}\,\dfrac{e\,E}{m_o}\,t^2 + v_o t$. Comme dans le cas de l'émission thermoélectronique $v_o \simeq 0$, on a : $y = \dfrac{1}{2}\,\dfrac{e\,E}{m_o}\,t^2$

$$v = \frac{e\,E}{m_o}\,t$$

De plus cet électron passant de A en B, voit son énergie cinétique s'accroître : elle est de $\dfrac{1}{2} m_o v_o^2$ au départ, $\dfrac{1}{2} m v^2$ après la traversée du champ.

Or l'énergie fournie par les forces électriques pendant ce déplament est :

$$e\,(V_A - V_B) \text{ avec } V = V_A - V_B$$

Donc, puisque $v_o \simeq 0$ on a :

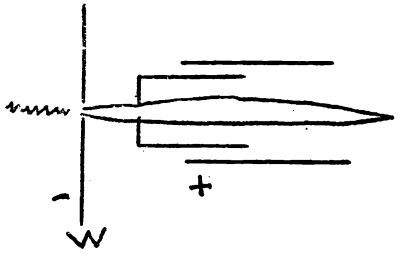
$$e\,V = \frac{1}{2}\,mv^2$$

2° Réalisation pratique.

CANON A ÉLECTRONS :

Mais en opérant comme nous venons de le dire, on va obtenir un faisceau d'électrons très large, or la plupart du temps on désire obtenir des pinceaux d'électrons très fins. Pour cela, on utilise un canon à électrons.

Tout ce qui suit n'est évidemment possible que si l'on suppose que le vide est établi.



Un canon à électrons comprend tout d'abord un filament métallique que l'on chauffe au rouge. Devant lui on place une électrode percée d'un trou et portée à un potentiel négatif.

C'est le *Wehnelt*, cette électrode négative repousse les électrons et les empêche de passer, sauf au niveau du trou. On obtient ainsi un pinceau très fin. Il faut ensuite accélérer les électrons sans élargir le faisceau; on dispose pour cela, deux électrodes portées à des potentiels positifs qui ont un double rôle : accélérer les électrons et faire converger le pinceau d'électrons. L'ensemble constitue un *canon à électrons*. A la sortie de ce canon, les électrons atteignent de très grandes vitesses.

Nous avons vu que $\frac{1}{2} mv^2 = eV$

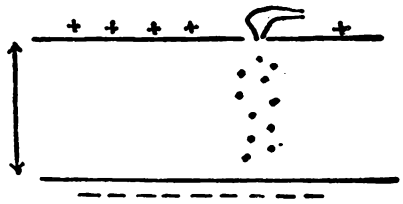
Donc, $v = \sqrt{\frac{2eV}{m}}$

On peut effectuer le calcul avec V = 1.000 volts et on voit que v = 19.000 km/s.

B. — MESURE DE LA CHARGE DE L'ELECTRON

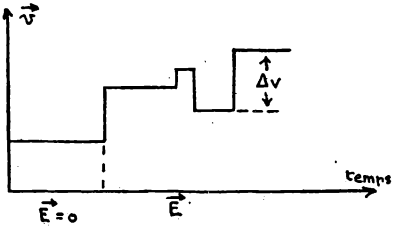
Expérience de Millikan

Entre les deux armatures d'un condensateur on pulvérise un fin brouillard d'huile et on observe la chute des gouttelettes à l'aide d'un microscope. Supposons qu'au départ le condensateur soit déchargé, le champ électrique est donc nul. On constate alors que les gouttes tombent dans l'air avec une vitesse constante v_0 que l'on peut mesurer. On charge le condensateur.



On établit alors un champ électrique uniforme $\vec{E}$. On constate alors que la *vitesse d'une goutte n'est plus constante mais qu'elle varie par bonds.*

On peut représenter ces variations comme ci-dessous.



On peut mesurer les brusques variations de vitesse Δv_1.

On constate que ces sauts de vitesse sont des multiples entiers d'une même valeur Δv_1.

Donc, à un instant donné, la vitesse d'une goutte est :

$$v = v_0 + n\,\Delta v_1$$

avec n entier positif ou négatif.

L'explication est très simple : lors de la pulvérisation les gouttelettes s'électrisent, de plus, pendant leur trajet, ces gouttes vont rencontrer d'autres charges qui existent toujours dans l'air.

La goutte va donc prendre une certaine charge totale et cette *charge q sera toujours un multiple entier de e charge de l'électron.*

Or la goutte est soumise à la force $\vec{f} = q\,\vec{E}$

Et q varie sans cesse d'un nombre entier de fois e. f va donc varier de la même manière, ce qui explique que la vitesse varie par multiple entier de Δv_1. Δv_1 *est donc la variation de vitesse correspondant à l'acquisition ou à la perte d'un électron par la goutte.*

En mesurant Δv_1 on peut calculer la force s'exerçant sur un électron f' on connaît E comme f' = e E, on en déduit e.

Je vous rappelle que e = 1,602.10^{-19} coulombs.

C. — PROPRIETES DES ELECTRONS

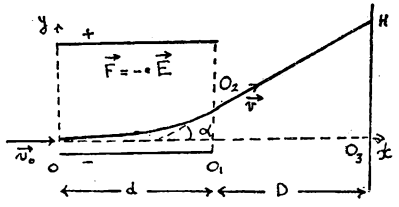
Ces électrons animés de grande vitesse vont donc posséder une grande énergie. On peut donc prévoir certaines de leurs propriétés lorsqu'ils vont heurter de la matière.

Vous verrez qu'ils provoquent l'émission de rayons X par les métaux, ils vont également provoquer des réactions chimiques, des effets calorifiques. Signalons également que dans le vide où rien ne les gêne, ils se propagent en ligne droite.

Enfin, ils vont provoquer la *fluorescence* de certaines substances. C'est d'ailleurs de cette manière que l'on met en évidence un faisceau d'électrons : on le fait tomber sur une plaque de verre enduite d'une substance convenable ; au point d'impact du pinceau d'électrons, il y a fluorescence, et on voit apparaître une tache brillante.

1° Déviation par un champ électrique.

Nous avons vu qu'un champ électrique longitudinal accélère les électrons.



Nous allons maintenant étudier l'action d'un *champ électrique transversal uniforme* sur un électron lancé à grande vitesse. Considérons un condensateur plan dont les armatures sont à la distance I.

Le champ qui règne entre les armatures est $E = \frac{V}{l}$.

Considérons un électron de masse m pénétrant en 0 entre les armatures selon la direction Ox perpendiculaire au champ, soit $\vec{v_o}$ la vitesse initiale.

Si d est la longueur des armatures, l'électron va subir pendant d cm l'action d'une force $\vec{F} = -e\vec{E}$ dirigée selon 0y. L'accélération du mouvement est, je vous le rappelle, en valeur absolue :

$$\gamma = \frac{F}{m} = \frac{e\,E}{m} = \frac{e\,V}{l\,m}$$

Pour étudier ce mouvement, nous allons le projeter sur les axes : les composantes de γ sont

$$\frac{d^2x}{dt^2} = 0 \qquad \frac{d^2y}{dt^2} = \frac{e\,V}{ml}$$

La vitesse a pour projection

$$\frac{dx}{dt} = v_o \qquad \frac{dy}{dt} = \frac{eV}{m\,l}\,t$$

Donc les coordonnées de M atteintes à l'instant t sont :

$$y = \frac{1}{2}\,\frac{eV}{ml}\,t^2 \qquad x = v_o t$$

Trajectoire : pour avoir l'équation de la trajectoire : $t = \frac{x}{v_o}$

$$\text{donc : } y = \frac{1}{2}\,\frac{e\,V}{m\,l\,v_o^2}\,x^2$$

Donc la *trajectoire est une parabole.*

SORTIE DU CHAMP :

L'électron sort du champ au temps t' tel que x = d donc :

$$d = v_o t' \text{ et } t' = \frac{d}{v_o}$$

A ce moment l'électron est en un point 0_2 tel que :

$$y_1 = 0_1\,0_2 = \frac{1}{2}\,\frac{e\,V}{m\,l\,v_o^2}\,d^2$$

Vous voyez donc que la *déviation est inversement proportionnelle à v_o^2 : donc, les électrons rapides sont peu déviés.*

De même, $0_1\,0_2$ est *inversement proportionnel à m donc les particules lourdes sont peu déviées.*

DÉVIATION EN DEHORS DU CHAMP :

Lorsque la particule sort du champ, elle reprend une trajectoire rectiligne et elle est animée d'une vitesse $\vec{v}$.

Cette vitesse $\vec{v}$ fait l'angle α avec 0x et on a :

$$\text{tg}\alpha = \frac{\text{projection } \vec{v} \text{ sur 0y}}{\text{projection } \vec{v} \text{ sur 0x}}$$

Or les projections de v sont : sur 0y : $\dfrac{e\,V}{l\,m}\,t' = \dfrac{e\,V\,d}{l\,m\,v_o}$

sur 0x $\quad v_o$

donc : $\text{tg}\alpha = \dfrac{e\,V\,d}{l\,m\,v_o^2}$

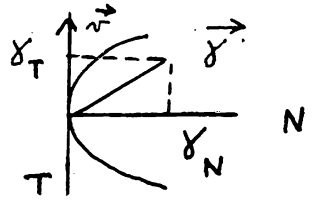
L'électron n'est plus soumis à aucune force et son mouvement devient rectiligne et uniforme. Considérons alors un écran placé à la distance D du condensateur. L'électron le frappe en un point H. La distance $H\,O_3$ mesure la déviation subie pendant la traversée du champ et on a :

$$\frac{H\,O_3}{D} = \text{tg}\alpha \qquad \text{si } d \ll D \text{ on a :}$$

$$H\,O_3 = \frac{e\,V\,d\,D}{l\,m\,v_o^2}$$

2° Déviation par un champ magnétique.

α) RAPPELS :

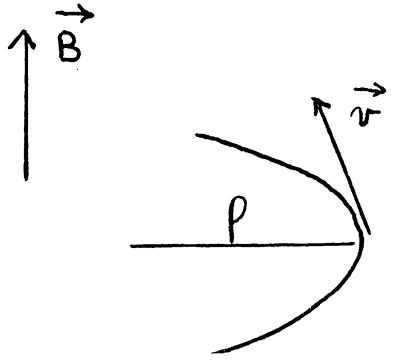


Considérons un mouvement curviligne quelconque, en un point M on peut définir une tangente T et une normale N à la trajectoire. T et N sont perpendiculaires, la vitesse $\vec{v}$ est portée par la tangente.

L'accélération $\vec{\gamma}$ est dirigée vers la concavité de la trajectoire. On peut décomposer γ en deux composantes suivant N et T $\vec{\gamma}_N$ et $\vec{\gamma}_T$.

γ_N est l'accélération normale, γ_T est l'accélération tangentielle.

β) ACTION D'UNE INDUCTION MAGNÉTIQUE SUR UN ÉLECTRON :



Considérons un électron animé d'une vitesse $\vec{v}$, et supposons qu'on fait agir sur lui une induction magnétique $\vec{B}$ uniforme perpendiculaire à $\vec{v}$.

On démontre que l'électron est alors soumis à une force :

$$\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$$

Donc, l'électron va être dévié et va prendre une certaine accélération.

L'accélération tangentielle est nulle puisque aucune force ne s'exerce suivant la tangente à la trajectoire, en effet F est perpendiculaire à $\vec{v}$ donc, perpendiculaire à la trajectoire. Donc, seule subsiste l'accélération normale γ_N.

$$\vec{F} = m\,\vec{\gamma}_N \qquad \text{d'où } \gamma_N = \frac{F}{m} = \frac{e\,v\,B}{m}$$

en effet : $\vec{F} = e\vec{v}\,\vec{B}$ puisque $\vec{v}$ et $\vec{B}$ sont perpendiculaires.

Soit ρ le rayon de la trajectoire, on sait que $\gamma_N = \frac{v^2}{\rho}$ donc :

$$\frac{v^2}{\rho} = \frac{e\ v\ B}{m} \qquad \text{et } \rho = \frac{v\ m}{e\ B}$$

Comme dans ce cas, on peut montrer que v = constante, ρ = constante.

Donc, la *trajectoire est un cercle.* Donc, l'électron animé au départ d'une vitesse v et placé dans une induction uniforme décrit un mouvement circulaire uniforme de vitesse angulaire :

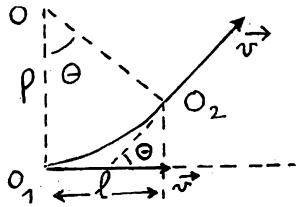
$$\omega = \frac{v}{\rho} = \frac{e\ B}{m}$$

sa période est $T = \frac{2\ \Pi}{\omega} = 2\ \Pi \frac{m}{e\ B}$

sa fréquence $\nu = \frac{1}{2\ \Pi} \frac{e\ B}{m}$

C'est la fréquence gyromagnétique.

Vous voyez que ω, T, ν ne dépendent pas de v, mais uniquement de la masse de l'électron et de l'intensité de l'induction.



Supposons maintenant que l'on ne fasse agir B que sur un trajet très court. L'électron va donc décrire un arc de cercle $O_1\ O_2$. Donc, à la sortie du champ v a toujours la même valeur mais a changé de direction.

Elle fait l'angle θ avec la direction de départ. Cet angle se retrouve en $O_1\ O\ O_2$ et on a :

$$\theta = \frac{O_1\ O_2}{\rho} = O_1\ O_2 \frac{e\ B}{m\ v} \simeq l \frac{e\ B}{m\ v}$$

car si, l est petit $O_1\ O_2 \simeq l$

Ici, la déviation est inversement proportionnelle à v et non pas à v^2 comme dans le cas du champ électrique.

Il est capital de remarquer qu'un champ magnétique est sans action sur un électron au repos, à l'inverse du champ électrique.

Il est bien évident que tous ces résultats ne sont valables que dans le vide.

D. — APPLICATIONS

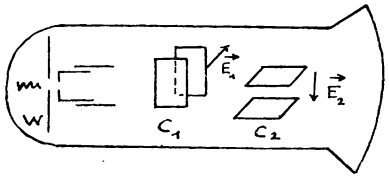
On peut donc, à l'aide du champ magnétique ou électrique diriger des faisceaux d'électrons. Les déviations magnétiques sont utilisées en télévision. Les déviations électrostatiques sont utilisées dans l'oscillographe cathodique que nous allons étudier.

Par définition un oscillographe cathodique est un appareil susceptible d'enregistrer en fonction du temps les variations d'un courant ou d'une d.d.p.

Principe. — Un oscillographe cathodique est constitué par un tube de verre évasé à une de ses extrémités, dans lequel on a fait le vide.

D'un côté, on place un canon à électrons. A l'opposé, la face de verre est recouverte d'une substance fluorescente. De cette manière, le pinceau d'électrons apparaîtra sous forme d'une tache lumineuse.

Sur le trajet des électrons on interpose un condensateur C_1 qui donne un champ horizontal E_1 puis un condensateur C_2 qui donne un champ vertical E_2.



Ces deux condensateurs vont donc développer des champs perpendiculaires. Supposons qu'on laisse C_2 déchargé ; donc $E_2 = O$, et appliquons sur C_1 une d.d.p. alternative, on va donc avoir un champ E_1 alternatif et le pinceau d'électrons va osciller dans le plan horizontal, donc sur l'écran, le spot va osciller horizontalement. Déchargeons maintenant C_1 et appliquons la tension alternative sur C_2, le spot va osciller dans le plan vertical puisque E_2 est vertical.

Appliquons maintenant une d.d.p. sinusoïdale sur C_1 et une sur C_2, le mouvement du spot va être la résultante des deux mouvements précédents et le spot décrit une ellipse dite *ellipse de Lissajoux.*

Mais, en général, on utilise l'oscillo avec un *dispositif de balayage.*

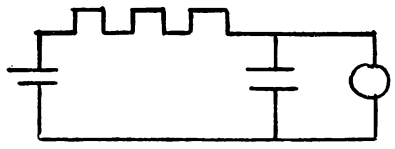
Pour cela on applique sur C_1 une d.d.p. qui augmente linéairement en fonction du temps. Nous supposons que C_2 est déchargé, dans ce cas, le spot va se déplacer horizontalement et *son abscisse est proportionnelle au temps.* Dès que le spot arrive au bout de l'écran, on fait tomber brusquement la d.d.p. à 0.

A ce moment, le spot revient brutalement au zéro, puis on recommence à faire croître linéairement la d.d.p. et le mouvement recommence. Il existe des dispositifs permettant de réaliser ces variations de d.d.p., *ce sont les dispositifs de balayage :* on a donc, sur l'axe des x, un *spot dont l'abscisse est toujours proportionnelle au temps.*

Si maintenant on veut étudier une d.d.p. variable, on l'applique sur le condensateur C_2, pendant que le condensateur C_1 provoque le balayage. Le spot va donc se déplacer horizontalement et en même temps il va osciller dans le plan vertical.

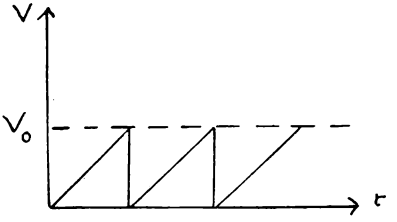
En outre, si la fréquence du balayage est égale à la fréquence du phénomène étudié, le phénomène se dessine sur l'écran et reste immobile.

Dispositif de balayage. — Le dispositif de balayage le plus simple répond au schéma ci-contre. Le générateur charge le condensateur au travers d'une résistance R. On peut admettre que l'augmentation de la d.d.p. se fait linéairement.



En parallèle sur le condensateur est branchée une lampe au néon. Quand la d.d.p. atteint une certaine valeur V_0 la lampe s'allume, le condensateur se décharge, la d.d.p. tombe à zéro, puis tout recommence.

La courbe de variation de la d.d.p. a l'allure ci-contre. Donc, on dispose bien d'une d.d.p. qui croît linéairement avec le temps, et qui périodiquement retombe à 0.



En l'appliquant sur le condensateur C_1 de l'oscillographe le spot balayera donc l'écran et son abscisse sera bien proportionnelle au temps. De plus, en changeant le condensateur on modifie évidemment la fréquence du balayage. En effet, suivant la capacité du condensateur, la valeur V_0 sera atteinte plus ou moins vite.

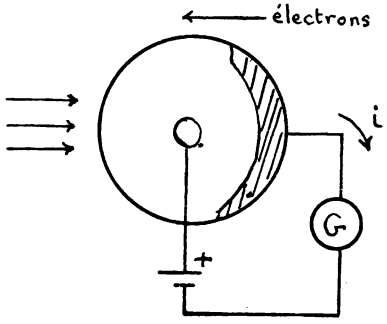
CHAPITRE II

CELLULES PHOTO-EMISSIVES

Les cellules photoémissives représentent un exemple très simple du passage du courant dans le vide, c'est-à-dire de la circulation d'électrons entre deux électrodes placées dans le vide.

A. — PRINCIPE

Considérons une ampoule sphérique dans laquelle on a fait le vide, dont une face a été recouverte par un métal. Au centre de l'ampoule, on place un anneau métallique. On établit entre l'anneau et la couche une d.d.p. V à l'aide d'un générateur.



L'anneau est positif par rapport à la couche de métal : on l'appelle *anode,* alors que la couche est appelée *cathode.*

On intercale sur le circuit un galvanomètre. Si on fait tomber sur la cathode un faisceau lumineux de fréquence convenable, des électrons sont arrachés à la cathode.

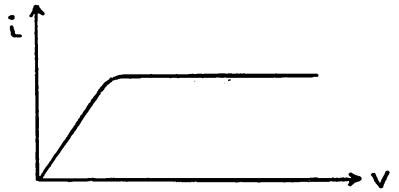
Sous l'influence du champ, ces électrons se dirigent vers l'anode. Donc, un courant électrique va circuler et on peut le mesurer à l'aide du galvanomètre.

Un tel dispositif est appelé : *cellule photoélectrique photoémissive.*

Supposons tout d'abord que V soit constant et éclairons la cathode avec une lumière mono λ dont on peut faire varier l'intensité.

On constate que l'intensité du courant électrique est proportionnelle à l'intensité énergétique du faisceau monochromatique.

Donc, en mesurant i, intensité électrique, on mesure une grandeur proportionnelle à l'intensité lumineuse : c'est précisément ce que l'on fait dans les spectro et électrophotomètres.



Supposons maintenant que *l'intensité soit constante* et que l'on fasse varier V, on constate alors que la courbe i = f (V) à l'aspect dessiné.

Pour V = O, les électrons émis par la cathode ne sont sollicités par aucune force et restent près de la cathode. Donc, il n'y aura aucun courant d'électrons, donc i = 0.

Si maintenant V augmente, certains électrons arrivent à gagner l'anode, et un courant commence à passer. Puis on arrive à une valeur de V où tous les électrons émis par la cathode sont captés par l'anode.

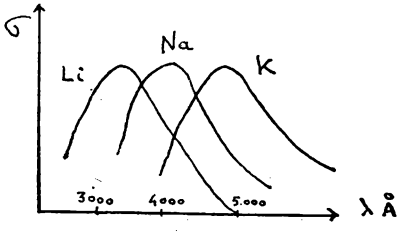
A partir de ce moment, même si on augmente V, le courant ne peut plus augmenter : on dit qu'on a atteint le *courant de saturation.*

B. — SENSIBILITE SPECTRALE

Pour qu'il y ait émission d'électrons par une cathode, il faut, vous le savez, que $\lambda < \lambda_o$: λ_o caractéristique du métal de la cathode. De plus, on constate que pour des $\lambda < \lambda_o$, la sensibilité de la cathode n'est pas la même. *Cela veut dire qu'à intensité lumineuse égale, deux* λ *différents ne vont pas extraire de la cathode le même nombre d'électrons.*

Considérons donc un flux lumineux F_λ de longueur d'onde λ, en tombant sur une cellule donnée, il va donner une certaine intensité de saturation I_s. On appelle *sensibilité spectrale* le quotient :

$$\sigma = \frac{I_s}{F_\lambda}$$



Les métaux les plus utilisés pour fabriquer les photocathodes sont les métaux alcalins. On constate que la courbe de sensibilité spectrale de ces alcalins présente un maximum très prononcé.

Ainsi, le Li a un maximum $\simeq$ de 3.000 Å, K $\simeq$ 4.500 Å, etc.

De sorte que, suivant la lumière que l'on désire utiliser, on emploiera une cellule dont la photocathode présente un maximum de sensibilité dans la zone de λ employée.

De plus, pour augmenter la largeur de la zone sensible, on utilise des cathodes faites de plusieurs métaux : en particulier la cathode en Cs — Sb : son seuil se situe aux environs de 6.500 Å, et sa sensibilité reste bonne jusqu'à 2.500 Å, ce qui permet de l'utiliser dans l'ultraviolet et le visible.

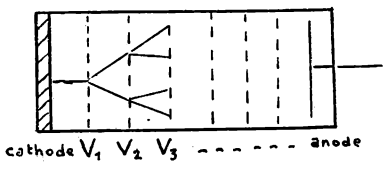
C. — PHOTOMULTIPLICATEURS

Les courants débités par ces cellules sont très faibles, il faut les amplifier. Un procédé utilisé de plus en plus fréquemment est *l'utilisation du photomultiplicateur.*

Le photomultiplicateur est une cellule photoélectrique spéciale : entre *la photocathode et l'anode, on intercale un dispositif qui permet de multiplier les électrons émis par la cathode ;* ce dispositif est d'ailleurs appelé *multiplicateur d'électrons.*

Ces multiplicateurs d'électrons sont basés sur l'émission par choc d'électrons par les métaux.

Il en existe essentiellement deux types :



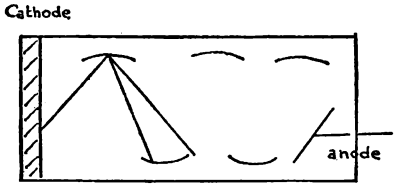
Un tube vide : d'un côté, la photocathode transparente ; de l'autre, l'anode. Entre les deux des grilles métalliques portées à des potentiels différents V_1, V_2, V_3...

$V_1 < V_2 < V_3 < V_4 \ldots\ldots V_n$

De plus, V_1 est à un potentiel supérieur à celui de la cathode et V_n inférieur à celui de l'anode. Ces électrodes intermédiaires sont

appelées *dynodes*. Un électron émis par la photocathode est accéléré par V_1 et tombe sur la première dynode, il lui arrache par exemple un électron, de sorte qu'après la première dynode on a deux électrons.

Ces deux électrons sont accélérés par V_2 et tombent sur la deuxième dynode. Chacun d'eux arrache encore un électron, ce qui fait que l'on en a quatre et ainsi de suite. A la sortie de l'appareil, l'anode collecte tous ces électrons qui finalement sont issus d'un seul électron photoélectrique. On a donc bien une amplification puisque le courant qui, au début, était créé par un seul électron, est créé à l'arrivée sur l'anode par un nombre bien plus grand.



Par exemple, avec dix-neuf dynodes, on arrive à multiplier le nombre d'électrons par 3.700.000.

Le deuxième type d'appareil est basé sur le même principe, mais la forme des dynodes change. Ce sont des plaques métalliques incurvées, disposées comme sur la figure. Leurs potentiels sont croissants comme tout à l'heure.

Ce sont des P.M. de ce type que l'on utilise en radioactivité avec les détecteurs à scintillation.

Ce sont des plaques métalliques de ce type que l'on utilise en radioactivité avec les détecteurs à scintillation.

CHAPITRE III

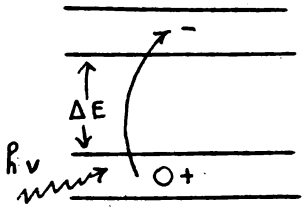
CELLULES PHOTOELECTRIQUES A SEMI-CONDUCTEURS

I. — CELLULES PHOTORESISTANTES

A. — ACTION DE LA LUMIERE SUR UN SEMI-CONDUCTEUR.

Nous envisagerons successivement le cas des semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques.

a) **Intrinsèques.** — Considérons donc du germanium avec sa bande de valence et de conduction séparées par l'énergie ΔE. Supposons que l'on envoie de la lumière sur du germanium. Les quanta $h\nu$ de la lumière vont céder de l'énergie aux électrons.

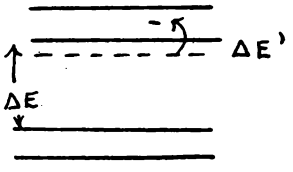


Si $h\nu = \Delta E$, il va y avoir passage d'un électron de la bande de valence sur la bande de conduction.

Il y a donc mise en mouvement d'électrons sous l'influence de rayonnements électromagnétiques, mais dans ce cas, l'électron ne sort pas de la matière : il s'agit donc *d'effet photoélectrique photorésistant.*

On fait donc apparaître un trou positif et un électron négatif. Donc, la conductivité et la résistance du germanium vont être modifiées, ainsi à l'obscurité un barreau de germanium a une résistance de 4.700 Ω à l'obscurité et de 1.800 Ω au soleil.

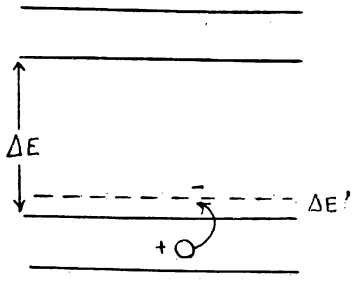
b) **Extrinsèques.** — Considérons maintenant du germanium dopé par de l'arsenic, il est dopé et de type n et de ce fait un niveau donneur supplémentaire apparaît juste au-dessous de la bande de conduction.



Soit $\Delta E'$ l'énergie séparant le niveau donneur et la bande de conduction. Si l'on éclaire ce semi-conducteur n avec des quanta $h\nu' = \Delta E'$ des électrons vont passer dans le bande de conduction et là encore la conductivité et la résistance varient.

Remarquons également que puisque $\Delta E' < \Delta E$ $h\nu' < h\nu$.

Donc, les quanta nécessaires dans le cas d'un semi-conducteur dopé sont plus petits que pour les semi-conducteurs intrinsèques : *donc les λ actives sont plus grandes.*

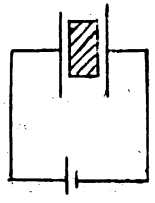


Les mêmes phénomènes se reproduisent avec les semi-conducteurs dopés de type p. Dans ce cas, on a un niveau accepteur près de la bande de conduction et sous l'influence des $h\nu$ des électrons vont pouvoir passer de la bande de valence sur ce niveau accepteur.

Donc, dans tous les cas, la lumière agissant sur un semi-conducteur dopé ou non, diminue la résistance de ce semi-conducteur.

C'est ce fait qui sert de base aux cellules photorésistantes.

c) **Cellules photorésistantes.** — Pour préparer ces cellules on place le semi-conducteur entre deux électrodes métalliques. A l'obscurité la résistance est très grande et seul un faible courant passe.



Mais dès que l'on éclaire l'ensemble, la résistance du semi-conducteur diminue et l'intensité du courant augmente considérablement. On peut ainsi réaliser des cellules sensibles à l'infrarouge avec du sulfure de plomb. Mais ces cellules présentent un grave défaut : *leur réponse n'est pas linéaire.* Cela veut dire que pour une lumière mono λ lorsqu'on fait croître l'intensité lumineuse de manière linéaire, l'intensité du courant électrique ne varie pas de façon linéaire.

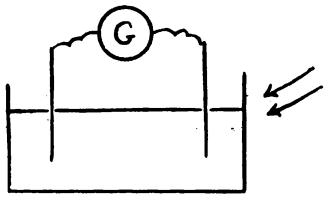
II. — **PHOTOPILES**

A. — EFFET PHOTOVOLTAIQUE.

Jusqu'à maintenant pour mettre en évidence l'action de la lumière sur la matière, nous avons été obligés de faire intervenir un générateur externe qui révélait que la lumière avait mis en mouvement des électrons : c'était le cas des effets photoémissif et photorésistant.

Outre ces deux phénomènes, la lumiere est capable de faire naître spontanément des courants électriques dans des circuits particuliers : c'est *l'effet photovoltaïque.*

On peut définir l'effet *photovoltaïque comme une transformation directe de l'énergie lumineuse en énergie électrique,* sans nécessiter l'intervention d'un générateur extérieur.



L'effet photovoltaïque a été mis en évidence par BECQUEREL qui a réalisé l'expérience très simple suivante :

On plonge deux électrodes d'or recouvertes de chlorure d'argent dans de l'acide nitrique.

On relie les deux électrodes par un circuit comprenant simplement un galvanomètre. A l'obscurité, aucun courant ne passe. Si on éclaire une électrode et pas l'autre, on constate qu'un courant passe dans le circuit : *c'est l'effet photovoltaïque.*

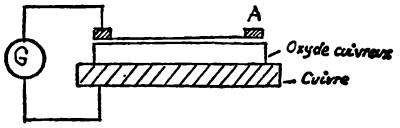
La théorie de cet effet n'est pas encore connue complètement, aussi nous nous contenterons de décrire les phénomènes.

L'effet photovoltaïque se produit également lorsqu'on éclaire un contact métal-semi-conducteur ou une jonction p — n.

On peut donc à l'aide de ces contacts préparer des appareils qui, éclairés, fournissent de l'énergie électrique. On les appelle des *photopiles.*

B. — CELLULES A COUCHES D'ARRET.

Les photopiles préparées à l'aide d'un *contact métal semi-conducteur* sont également appelées cellules à couche d'arrêt.

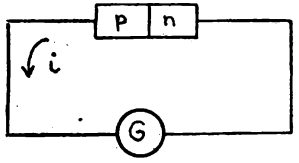


Pour les préparer on dépose sur une plaque de métal une couche de semi-conducteur : sélénium sur du fer ou oxyde cuivreux sur du cuivre. Puis, au-dessus, on dépose une mince couche d'or, suffisamment mince pour être transparente.

Enfin, un anneau métallique A en contact avec cette couche mince forme le deuxième pôle. Si on éclaire l'ensemble, on constate qu'un courant électrique passe dans le circuit. On suppose que l'effet photoélectrique se localise au contact métal semi-conducteur dans une zone de très faible épaisseur qui est appelée *couche d'arrêt.*

C. — PHOTOPILE A JONCTION.

Considérons maintenant une jonction p — n isolée et relions le côté p au côté n par un circuit contenant simplement un galvanomètre.



Lorsqu'on éclaire cette jonction, on constate qu'un courant passe, elle fonctionne donc en photopile.

Ces photopiles à jonction tendent de plus en plus à remplacer les cellules à couches d'arrêt dans leurs applications : posemètres photographiques, cellules des électrophotomètres.

Enfin, à l'heure actuelle, les satellites artificiels Ranger et Telstar fabriquent leur propre énergie à partir de l'énergie solaire à l'aide de photopiles à jonction silicium n — silicium p.

TROISIEME PARTIE

COURANTS ALTERNATIFS

CHAPITRE I

PHENOMENES D'INDUCTION

A. — NOTION DE FLUX MAGNETIQUE

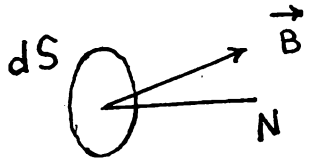
L'espace qui environne un aimant est le siège de forces d'origine magnétique.

Par définition, l'ensemble des points de l'espace où s'exerce l'action d'un aimant s'appelle le champ magnétique de l'aimant ou champ d'induction.

C'est, comme vous le voyez, une définition analogue à celle du champ électrique qui, lui, environne un corps électrisé. Pour définir ce champ électrique nous avons défini un vecteur champ électrique qui est la force s'exerçant sur la charge unité.

De même pour définir le champ magnétique, on définit *un vecteur induction magnétique* $\vec{B}$ *comme la force s'exerçant sur la masse magnétique unité.*

Considérons maintenant un champ d'induction *uniforme* $\vec{B}$ et dans ce champ plaçons un élément de surface d S. Soit α l'angle que fait $\vec{B}$ et la normale à d S.



Par définition, on appelle flux magnétique traversant d S la quantité.

$$d\Phi = B\, d\, S \cos \alpha$$

Si maintenant, on dispose d'une surface S plane, le flux traversant S est évidemment :

$$\Phi = B\, S \cos \alpha$$

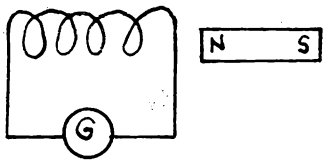
puisque le champ est uniforme.

L'unité M.K.S.A. de flux est le *Weber*, Wb ; l'unité C.G.S., le *maxwell* = 10^{-8} Wb.

B. — VARIATION DU FLUX AU TRAVERS D'UN CIRCUIT

Considérons un circuit formé par des spires de fil ; sur ce circuit un galvanomètre.

Devant la bobine, un aimant. Plongeons rapidement dans la bobine le pôle N de l'aimant, le flux traversant la bobine varie et on constate qu'un *courant électrique passe dans le circuit.*



Si maintenant, on retire rapidement l'aimant, on constate qu'un courant de sens inverse passe dans le circuit.

Ces courants cessent dès que l'aimant s'immobilise.

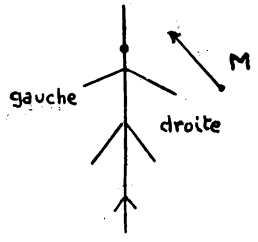
Ces courants sont appelés *courants induits* et on dit qu'il y a eu *induction.*

L'aimant est le *système inducteur,* la bobine fait partie du *circuit induit.*

Ce phénomène est très général et on peut dire *que lorsqu'un circuit conducteur est placé dans un champ magnétique toute variation du flux embrassé par le circuit fait naître dans celui-ci une f.e.m. d'induction qui y crée un courant. Celui-ci ne dure que pendant la variation du flux.*

C. — LOI DE LENZ

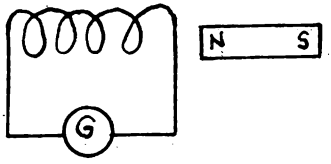
Dans l'espace environnant *un fil parcouru par un courant règne un champ magnétique.*



Le sens de l'induction créée par ce courant en M est donné par la règle du *bonhomme d'Ampère* : placé sur le fil parcouru par le courant des pieds vers la tête et regardant vers M, il a l'induction dirigée de sa droite vers sa gauche.

Donc, les courants induits dont nous venons d'étudier la création vont créer eux aussi une induction magnétique et on constate que *l'induction créée dans la bobine par le courant induit s'oppose au mouvement de l'aimant inducteur.*

Ce résultat peut d'ailleurs s'énoncer de manière beaucoup plus générale : *le sens du courant induit est tel que par ses effets il s'oppose à la variation du flux inducteur.* C'est la *loi de Lenz.*



Ainsi, par exemple, quand on approche l'aimant de la bobine, il faut que l'induction créée par le courant induit s'oppose à ce mouvement, il faut donc qu'elle ait le sens dessiné, c'est-à-dire que la bobine présente un pôle N face au pôle N de l'aimant. Donc, en appliquant la règle du bonhomme d'Ampère, on voit que le courant aura le sens dessiné.

D. — LOIS QUANTITATIVES

a) f.é.m. d'induction :

Soit e la f.e.m. induite, c'est-à-dire la f.e.m. qui va produire le courant d'intensité i. Supposons que pendant le temps dt le flux varie de d Φ.

D'après la définition même d'une f.e.m. l'énergie électrique dissipée pendant le temps dt par la f.e.m. est :

$$e\ i\ dt$$

D'autre part, le travail mécanique pour faire varier le flux de d Φ est :

$$-\ id\ \Phi \qquad \text{— car le travail est résistant.}$$

Il y a évidemment égalité entre ce travail fourni et l'énergie électrique apparue : $e\ i\ dt = -\ i\ d\ \Phi$

$$e = -\frac{d\ \Phi}{dt} \qquad \begin{matrix} e \text{ volts} \\ \Phi \text{ webers} \end{matrix}$$

Si l'on veut e volts et Φ maxwells $\quad e = -\ 10^{-8}\ \dfrac{d\ \Phi}{dt}$

Remarquons que e sera d'autant plus grande que la variation de flux sera plus rapide puisque :

$\dfrac{d\ \Phi}{dt}$ représente la variation de flux par unité de temps.

b) **Quantité d'électricité induite :**

On a $dq = i\,dt$.

Or, si R est la résistance du circuit on a d'après la loi d'Ohm :

$$i = \frac{e}{R} = -\frac{1}{R}\frac{d\Phi}{dt}$$

$d\,q = -\frac{1}{R}\,d\,\Phi$ qui est la quantité d'électricité transportée pendant le temps dt.

Entre les instants t_1 et t_2 où le circuit est traversé par les flux Φ_1 et Φ_2 la quantité totale d'électricité transportée est :

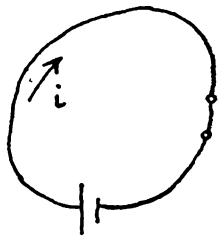
$$q = -\int_{t_2}^{t_1} \frac{d\Phi}{R} = -\frac{1}{R}(\Phi_2 - \Phi_1)$$

$$q = \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{R}$$

Q Coulomb
Φ Weber
R Ohm

E. — SELF-INDUCTION

Considérons un circuit fermé parcouru par un courant i.



Ce courant i crée une induction $\vec{B}$. Donc, le circuit est traversé par l'indction qu'il crée lui-même, il reçoit donc un flux Φ qu'il a lui-même créé.

Cette induction est proportionnelle à i B = k i.

Si donc on fait varier i, B varie, donc Φ varie.

De ce fait, une f.e.m. d'induction va prendre naissance dans ce circuit et cette f.e.m. d'induction aura été créée par le circuit lui-même.

Ce phénomène d'induction assez particulier a été appelé *self-induction.*

Cette f.e.m. de self-induction obéit à la loi de Lenz : *donc par ses effets elle va tendre à s'opposer à la variation de flux c'est-à-dire aux variations du courant i.*

C'est ce qui se passe lorsqu'on ouvre un interrupteur $i \rightarrow O$, $B \rightarrow O$ $\Phi \rightarrow O$.

Il prend donc naissance une f.e.m. d'induction qui va tendre à s'opposer à l'arrêt du courant : c'est ce qui explique l'étincelle qui jaillit aux bornes d'un interrupteur lorsqu'on ouvre un circuit.

On a :

$\Phi = k_1 B$ d'autre part $B = ki$ donc,

$\Phi = k\, k_1\, i$ donc le flux créé par i est proportionnel à i, en général on pose :

$$k\, k_1 = L \text{ et } \Phi = L\, i$$

L est le coefficient de self-induction, il s'exprime en *Henry : c'est le coefficient de self d'un circuit où un courant de 1 ampère crée un flux de 1 Weber.*

On voit donc que :

$$e = -\frac{d\,\Phi}{dt} = -\frac{Ldi}{dt}$$

F. — COURANTS DE FOUCAULT

Jusqu'à maintenant nous avons étudié les courants induits dans les conducteurs linéaires seulement. Mais le phénomène est général. Si on déplace une masse conductrice dans un champ magnétique, il se développe dans cette masse des courants induits.

Dans ce cas particulier on les appelle *courants de Foucault.*

En général ces courants sont gênants car ils vont échauffer les pièces où ils prennent naissance. Pour les diminuer, on remplace les masses métalliques homogènes du *métal feuilleté,* c'est-à-dire un empilement de feuilles métalliques séparées par des feuilles isolantes. On s'arrange pour que ces feuilles soient perpendiculaires à la direction des courants induits. De cette manière les f.e.m. induites dans chaque feuille sont faibles.

A l'inverse, on utilise les courants de Foucault dans les *freins* électriques : pour freiner une pièce métallique mobile, il suffit de la placer dans un champ magnétique.

CHAPITRE II

PRODUCTION DES COURANTS ALTERNATIFS

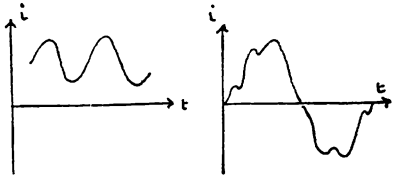
A. — DEFINITIONS

Jusqu'à maintenant les courants que nous avons eu à étudier étaient *continus,* c'est-à-dire que leur intensité et leur sens restaient constants.

Cependant, à côté de ces courants continus il existe des courants dont l'intensité varie en fonction du temps. *On appelle courant variable, un courant dont l'intensité varie en fonction du temps.*

Mais, deux cas se présentent : le courant pendant sa variation conserve toujours le même sens, ou alors il change de sens.

Par définition, on appelle courant alternatif un courant qui change de sens lors de sa variation.

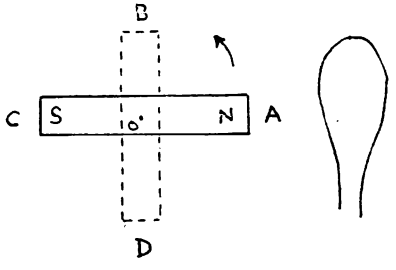


Notez bien qu'un courant variable peut très bien ne pas être alternatif. Parmi les courants alternatifs, les plus importants *sont les courants alternatifs sinusoïdaux.*

Ce sont des courants dont l'intensité varie selon la loi :

$i = I_m \cos \omega t$ et ce sont les seuls que nous étudierons (où I_m *est la valeur maximum de l'intensité*).

B. — PRINCIPE DE PRODUCTION

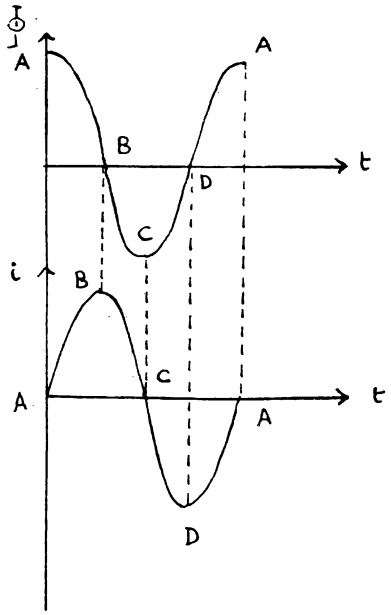


Soit une spire de fil conducteur, plaçons devant elle un aimant droit NS mobile autour de son axe O. Soit A, la position de départ du pôle N. Le flux est maximum. Lorsque l'aimant est animé d'un mouvement de rotation uniforme, le pôle N est animé d'un mouvement circulaire uniforme.

La variation du flux au travers de la spire est donc sinusoïdale.

Donc, dans la spire va *prendre naissance une f.e.m. d'induction sinusoïdale, c'est-à-dire un courant sinusoïdal.*

En effet, $e = -\dfrac{d\Phi}{dt}$ et puisque Φ est une fonction sinusoïdale, il en est de même pour sa dérivée.



On conçoit d'ailleurs aisément comment prend naissance ce courant alternatif.

De A en B le flux décroît, donc la f.e.m. d'induction croît ainsi que le courant i.

De B en C le flux croît en valeur absolue. Mais le pôle nord s'éloigne toujours, donc d'après la loi de Lenz, le courant induit garde le même sens, mais il décroît puisque Φ croît.

De C en D le pôle nord se rapproche et le flux décroît.

Donc, d'après la loi de Lenz, le courant induit va changer de sens, et croître puisque Φ décroît.

Enfin, de D en A, le flux croît, donc le courant décroît.

C'est là le principe très schématique des alternateurs.

C. — VALEUR MOYENNE ET VALEUR EFFICACE

Considérons une fonction sinusoïdale $y = a \cos \omega t$.

On appelle valeur moyenne de cette fonction pendant une période, la grandeur

$$y = \frac{1}{T} \int_0^T a \cos \omega t \, dt$$ où T est la période

$$y = \frac{a}{\omega t} \left[\sin \omega t \right]_0^T = 0$$

Donc, cette grandeur n'est pas utilisable pour définir les effets moyens de la fonction. On a ainsi été amené à définir la *valeur efficace d'une fonction sinusoïdale : c'est une quantité* Y_e *dont le carré* Y_0^2 *est égal à la valeur moyenne du carré* y^2 *de la fonction sinusoïdale.*

$$Y_e^2 = (y^2) = \frac{1}{T} \int_0^T y^2 \, dt$$

On démontre que la valeur efficace d'une fonction sinusoïdale est égale à sa valeur maximum divisée par $\sqrt{2}$

Or, un courant alternatif peut se définir par son intensité $i = I_m \cos \omega t$.

ou par la d.d.p. qu'il crée et qui est sinusoïdale $v = V_m \cos \omega t$

ou I^m et V_m sont les valeurs maxima de l'intensité et de la d.d.p.

Donc, les valeurs efficaces d'un courant sinusoïdal sont :

L'intensité efficace

$$Ie = \frac{I_m}{\sqrt{2}}$$

La d.d.p. efficace

$$Ve = \frac{V_m}{\sqrt{2}}$$

CHAPITRE III

PUISSANCE D'UN COURANT ALTERNATIF

Avant toute chose, il convient de faire quelques hypothèses au sujet des courants alternatifs. *En particulier à un instant donné nous admettrons que l'intensité est la même en tous les points du circuit étudié.*

Nous admettrons en outre *qu'à un instant donné, les lois d'Ohm et de Joule sont applicables.* Il convient toutefois de noter que ces hypothèses ne sont valables que pour des circuits courts et des courants de basse fréquence (50 périodes/s par exemple).

Pour les courants de très haute fréquence, ou pour les circuits très longs parcourus par des courants de basse fréquence, ces hypothèses peuvent devenir inexactes.

A. — LOI DE JOULE

Considérons un conducteur de résistance r et parcouru par un courant sinusoïdal $i = I_m \cos \omega t$.

Entre l'instant t et t + dt l'intensité est i et il va apparaître dans le circuit une quantité de chaleur d Q calories.

Puisque dt est très petit on peut à cet instant appliquer la loi de Joule et : $4{,}18\ d\,Q = r\ i^2\ dt$.

Pendant une période, la quantité de chaleur dégagée par effet Joule est :

$$4{,}18\ Q = r \int_0^T i^2\ dt = r\ I_m^2 \int_0^T \cos^2 \omega t\ dt = r \frac{I_m^2}{2} T = r\ I_e^2\ T$$

Donc, la loi de Joule établie pour un courant continu, s'applique à condition de remplacer l'intensité par la valeur efficace.

Donc, l'intensité efficace d'un courant alternatif est égale à l'intensité du courant continu qui, parcourant le même circuit pendant le même temps, y dégagerait la même quantité de chaleur.

B. — PUISSANCE TRANSPORTÉE PAR UN COURANT ALTERNATIF

Considérons entre deux points A et B, un circuit quelconque parcouru par un courant sinusoïdal. A l'instant t la d.d.p. entre A et B est :

$$v = V_m \cos \omega t.$$

Mais l'intensité est en général déphasée par rapport à v. Donc, à l'instant t elle est de la forme

$$i = I_m \cos (\omega t - \varphi)$$

Entre les instants t et t + dt le courant i transporte une quantité d'électricité idt qui subit une chute de potentiel de v. On a donc fourniture de l'énergie $dW = vidt$ énergie instantanée.

Pendant une période, l'énergie fournie par le courant dans le circuit C est :

$$W = \int_0^T vidt$$

On démontre que : $W = V_e I_e \cos \varphi T = \frac{V_m}{2} \frac{I_m}{2} \cos \varphi T$

Donc, la *puissance moyenne* transportée par le courant alternatif, c'est-à-dire l'énergie moyenne libérée en une période est :

$$P = \frac{W}{T} = V_e I_e \cos \varphi$$

Comme on le voit, l'expression de la puissance moyenne diffère de celle obtenue avec les courants continus.

Le facteur supplémentaire $\cos\varphi$ *est appelé facteur de puissance.*

Cette puissance moyenne P est celle qui apparaît effectivement dans la portion de circuit, on l'appelle encore : *Puissance réelle ou puissance active.*

Le produit $P_a = V_e I_e$ est appelé *Puissance apparente.* Pour indiquer qu'il ne s'agit pas de la puissance réelle disponible, on l'exprime non pas en watts, mais en *volts-ampères.*

Le facteur de puissance a une très grande importance pratique. Considérons, en effet, une installation électrique consommant la puissance P sous la d.d.p. v.

$P = I_e V_e \cos\varphi$ P et V_e sont fixés donc l'intensité dans le circuit va dépendre de $\cos\varphi$.

Si $\cos\varphi$ est faible, l'intensité sera très grande. Or, une grande intensité va amener des pertes par effet Joule dans la ligne d'arrivée du courant. Ces pertes sont supportées par l'usine productrice de courant. Ce qui fait qu'un $\cos\varphi$ faible est très onéreux pour le fournisseur du courant.

De ce fait, les compagnies d'électricité exigent des consommateurs de réaliser des installations ayant un $\cos\varphi$ au moins égal à 0,9.

FORMULES RELATIVES AUX CIRCUITS ALIMENTES EN COURANT ALTERNATIF

Resistance R et self L

$$V_m = I_m \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$$

$$V_e = I_e \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{L \omega}{R}$$

Impédance

$$Z = \sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}$$

Résistance R, self L, condensateur C

$$V_m = I_m \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C \omega}\right)^2}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{R} \left(L \omega - \frac{1}{C \omega}\right)$$

Impédance

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C \omega}\right)^2}$$

CHAPITRE IV

TRANSFORMATEURS

Les courants alternatifs ont complètement supplanté les courants continus en raison de la possibilité qu'ils offrent d'être facilement transformés. Cela veut dire que l'on peut facilement élever ou abaisser leur tension à l'aide d'appareils appelés *transformateurs.*

Cette possibilité d'élever la tension est très importante au point de vue du transport de l'énergie électrique. En effet, si P est la puissance instantanée au départ : $P = vi$.

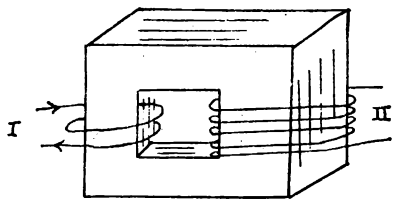
Pour amener cette puissance au lieu d'utilisation, on utilise une ligne de résistance r. Donc, par effet Joule on va avoir une perte : $p = ri^2$.

Le rapport de la perte à la puissance est :

$$\frac{p}{P} = \frac{r\,i^2}{v\,i} = \frac{r\,i}{v} = P\,\frac{r}{v^2}$$

Donc, pour diminuer les pertes en ligne on a donc tout intérêt à élever v au départ de l'usine, puis à abaisser v jusqu'à 110 ou 220 volts au lieu d'utilisation.

A. — PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU TRANSFORMATEUR



Un transformateur est constitué par une carcasse en métal feuilleté pour éviter les courants de Foucault.

On réalise deux enroulements sur cette carcasse. Le premier est à gros fil à petit nombre de spires, c'est le primaire I.

Le deuxième est réalisé en fil mince et à grand nombre de spires : c'est le secondaire II. Si on applique aux bornes du I, une f.e.m. alternative sinusoïdale e_1, on va créer dans la carcasse un flux sinusoïdal qui va induire dans le II une f.e.m. sinusoïdale e_2.

Chaque spire des deux circuits est traversée par le flux Φ. Elle est donc le siège d'une f.e.m. d'induction qui a pour valeur $-\frac{d\Phi}{dt}$

Si dans le I il y a n_1 spires, la f.e.m. totale y sera $-n_1 \frac{d\Phi}{dt}$

Si dans le II il y a n_2 spires, la f.e.m. totale y sera $-n_2 \frac{d\Phi}{dt}$

Appelons r_1 et r_2 les résistances du I et du II, v_1 et v_2 les d.d.p. instantanées aux bornes du I et du II ; i_1 et i_2 les intensités instantanées. En appliquant la loi d'Ohm, on a à l'instant t, en choisissant convenablement le sens positif pour i_1 et pour i_2 :

Pour le I $\quad v_1 - n_1 \frac{d\Phi}{dt} = r_1 i_1$

Pour le II $\quad v_2 - n_2 \frac{d\Phi}{dt} = r_2 i_2$

Or, dans un transformateur, les résistances des circuits I et II sont toujours très faibles, de ce fait on peut négliger $r_1 i_1$ et $r_2 i_2$ et on a :

$$v_1 = n_1 \frac{d\Phi}{dt} \qquad v_2 = n_2 \cdot \frac{d\Phi}{dt}$$

D'où $\frac{V_2}{V_1} = \frac{n_2}{n_1}$. Le rapport $\frac{n_2}{n_1}$ est le *rapport de transformation.*

Si l'on considère les valeurs efficaces $\frac{v_{e2}}{v_{e1}} = \frac{n_2}{n_1}$

Si $n_2 > n_1 \qquad v_2 > v_1 \qquad$ La tension est élevée.

$n_2 < n_1 \qquad v_2 < v_1 \qquad$ La tension est abaissée.

Donc, le transformateur est un *appareil réversible.*

B. — INTENSITE DES COURANTS

Lorsque le I et le II sont parcourus par un courant, on peut écrire que la puissance instantanée fournie par le I est égale à celle qui apparaît au II.

Donc, à l'instant t : $v_1\ i_1 = v_2\ i_2$.

d'où : $\dfrac{v_1}{v_2} = \dfrac{i_2}{i_1}$ En considérant les valeurs efficaces

$$\frac{I_{e2}}{I_{e1}} = \frac{n_1}{n_2}$$

NOTIONS D'ÉLECTRONIQUE

NOTIONS D'ELECTRONIQUE

L'électrophysiologie peut se définir comme l'étude des manifestations électriques se produisant dans l'organisme soit spontanément, soit après une stimulation extérieure.

Ces manifestations peuvent se traduire soit par des courants électriques variant plus ou moins rapidement, soit par des courants très brefs qu'on appelle impulsions ou spikes.

De même les stimulations extérieures peuvent être réalisées avec des courants variables ou avec des impulsions.

L'électrophysiologie va donc poser trois types de problèmes :

— Recueil du signal sous forme de courant électrique.

— Amplification de ce courant car il est le plus souvent très faible.

— Enregistrement du signal amplifié.

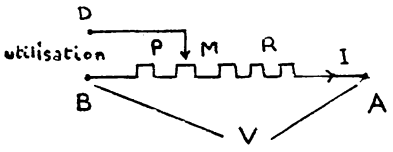
Le recueil du signal se fait à l'aide d'électrodes diverses dont l'étude sera entreprise dans le cours d'électrophysiologie proprement dit. Le recueil du signal pose d'ailleurs très souvent des problèmes car souvent ces signaux sont délivrés sous très grande impédance : il se pose donc le problème de *l'adaptation de l'impédance* du générateur du signal à l'impédance du premier étage d'amplification.

L'enregistrement se réalise de diverses manières : oscillographe cathodique, bandes magnétiques, etc. Notons à ce propos que très souvent le signal recherché est noyé dans un bruit de fond parasite, ce qui pose le problème important de la reconnaissance du signal dans le bruit qui le masque.

Enfin, dans le cadre de ces éléments d'électronique, c'est plus spécialement aux problèmes d'amplification que nous allons nous intéresser.

COMPLEMENTS D'ELECTRICITE

A. — POTENTIOMETRES



Considérons une résistance R aux bornes A et B de laquelle on applique une d.d.p. V.

Sur cette résistance se déplace un curseur mobile M et l'on branche l'appareil d'utilisation entre A et D.

Soient ρ la résistance variable de la portion A M et I l'intensité du courant qui circule dans R.

$$V_A - V_B = RI \qquad V_M - V_B = \rho I$$

$$\frac{V_M - V_B}{V_A - V_B} = \frac{\rho}{R}$$

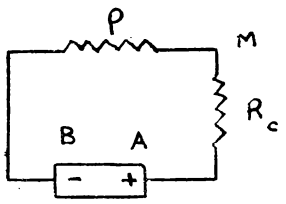
Donc les tensions sont dans le même rapport que les résistances.

Exemple : R = 1.000 Ω ρ = 100 Ω $V_A - V_B$ = 10 volts

La tension d'utilisation sera de

$$\frac{V_M - V_B}{10} = \frac{100}{1.000} \rightarrow V_M - V_B = 1 \text{ volt}$$

On voit donc qu'un pareil dispositif permet d'atténuer une tension. Le schéma ci-dessus est équivalent à :



où ρ + R_c = R du schéma précédent.

Supposons que ρ = 100 Ω
R_c = 10 Ω
$V_A - V_B$ = 110 volts.
R = 100 + 10 = 110 Ω

Nous avons vu que : $V_M - V_B = \dfrac{110 \times 100}{110}$ = 100 volts.

On a donc 10 volts entre A et M 100 volts entre M et B.

Si l'on diminue la valeur de ρ $\rho = 45\ \Omega$ $R = 45 + 10 = 55$

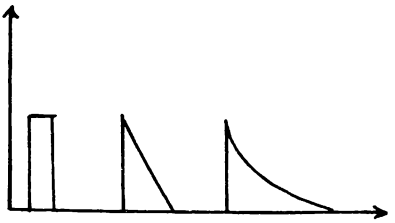
$$V_M - V_B \frac{110 \times 45}{55} = 90 \text{ volts}$$

Donc entre A et M on a 20 volts et 90 volts entre M et B.

Donc quand ρ diminue, le potentiel du point M se rapproche du potentiel du point B (la d.d.p. passe de 100 à 90) et s'éloigne du potentiel du point A (la d.d.p. passe de 10 à 20).

Remarquons que pendant le même temps l'intensité qui parcourt le circuit croît, ce qui est normal puisque la résistance diminue.

B. — LES IMPULSIONS

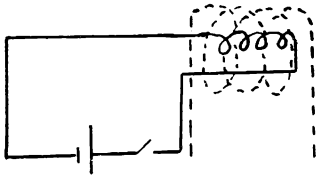


Comme nous l'avons dit ce sont des courants très brefs de durée $<$ à 10^{-3} secondes. Leurs formes variables : rectangulaires, triangulaires ou exponentielles, sont représentées sur la figure.

Notons que les impulsions rectangulaires, par exemple, sont décomposables en une somme de courants sinusoïdaux d'amplitude décroissante et dont les fréquences croissent par valeurs bien déterminées.

Ces impulsions peuvent s'obtenir de diverses manières :

ⓐ **Bobine d'induction :**



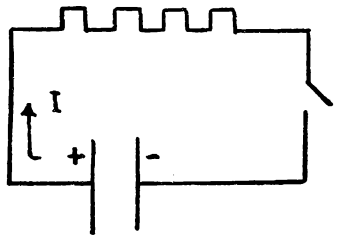
C'est un transformateur élévateur de tension. On alimente le primaire avec une tension continue, mais sur le circuit on intercale un interrupteur qui permet d'établir ou de couper le circuit très rapidement.

Quand on coupe le circuit, le courant dans le primaire varie très brutalement et, comme on le sait, il s'ensuit une f.e.m. induite dans le secondaire.

Cette f.e.m. est évidemment très brève. Notons que les mêmes phénomènes se produisent lorsqu'on rétablit le circuit mais la f.e.m. induite est moins importante.

b) **Décharge d'un condensateur :**

La décharge d'un condensateur permet d'obtenir des impulsions exponentielles.



Considérons donc un condensateur de capacité C chargé et supposons qu'on le décharge au travers d'une résistance pure R.

Soit $Q_o = C\ V_o$ la charge initiale du condensateur.

Dès que l'on ferme le circuit le courant prend la valeur $I_o = \frac{V_o}{R}$.

Puis ce courant va diminuer de valeur au fur et à mesure que le condensateur se décharge.

A chaque instant de la décharge on a : $I = -\frac{dQ}{dt}$

puisque diminution.

Or, ici le condensateur se comporte comme un générateur et on a :

$$V = R\ I$$

Or, à un instant donné, la charge Q du condensateur est :

$$Q = C\ V$$

Donc : $\frac{Q}{C} = -R\frac{dQ}{dt}$

$$\frac{dQ}{Q} = -\frac{1}{RC}\,dt$$

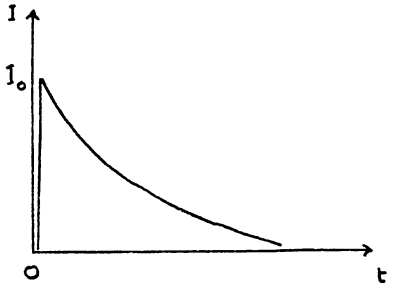
$$\text{Log } Q = -\frac{t}{RC} + \text{Cte}$$

à $t = 0$ $Q = Q_o = C\ V_o$ donc $\text{Log } C\ V_o = \text{Cte}$

d'où : $\text{Log } Q = -\frac{t}{RC} + \text{Log } C\ V_o$

$$Q = C\ V_o\ e^{-\frac{t}{RC}}$$

soit $V = V_o\ e^{-\frac{t}{RC}}$ et $I = I_o\ e^{-\frac{t}{RC}}$



Le courant va donc décroître exponentiellement. Cette décroissance est très rapide et on évalue la rapidité de la décroissance par la *constante de temps* τ *: c'est le temps au bout duquel l'exponen- prend la valeur*

$$\frac{1}{e}$$

On voit donc que $\tau = R\ C$. En effet, à ce moment, l'exposant de e est -1 et l'exponentielle a bien la valeur $\frac{1}{e}$ *donc plus* $\tau = R\ C$ *est plus petit, plus la décharge sera rapide.*

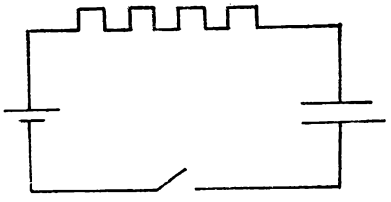
τ en secondes C en farads R en ohms

Remarque : l'impédance d'un condensateur est $Z = \frac{1}{C\ \omega}$

Avec un courant continu $\omega = O$ $Z = \infty$ le courant est arrêté, par contre les courants de *sens variable comme les impulsions peuvent traverser les condensateurs ;* en effet, nous l'avons dit, tout courant *périodique peut être décomposé en une somme de courants sinusoïdaux.*

C. — SOURCES DE COURANTS PROGRESSIFS

La charge d'un condensateur est le moyen le plus simple de réaliser un tel courant (cf. Dispositif de balayage dans l'oscillographe cathodique).



Considérons un condensateur de capacité C déchargé que l'on relie à un générateur de f.e.m. E au travers d'une résistance R.

A t = O, la charge est O. Dès que l'on ferme le circuit le condensateur commence à se charger

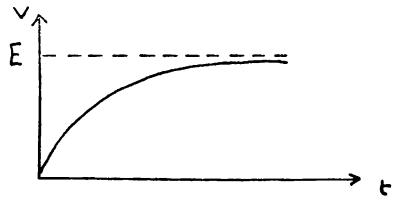
$$I = \frac{dQ}{dt}$$

A l'instant t la charge du condensateur est $Q = C\ V$.

Dans ce cas le condensateur se comporte comme un récepteur de f.c.e.m. V et en appliquant la loi d'Ohm relative à un récepteur :

$$E = V + R\,I \quad \text{soit} \quad E = \frac{Q}{C} + R\,\frac{dQ}{dt}$$

C'est une équation différentielle du premier ordre qui, par intégration, donne :



$$Q = C\,E\,(1 - e^{-\frac{t}{RC}}) \text{ soit :}$$

$$V = E\,(1 - e^{-\frac{t}{RC}}).$$

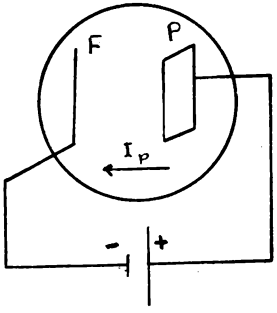
La croissance du courant est exponentielle et la constante de temps est : $\tau = RC$, et l'on voit que dans sa portion initiale la courbe peut être assimilée à une droite.

CHAPITRE II

LES TUBES ELECTRONIQUES

I. — DIODE

A. — Description.



C'est une ampoule de verre où l'on a fait un vide poussé, et dans laquelle on trouve :

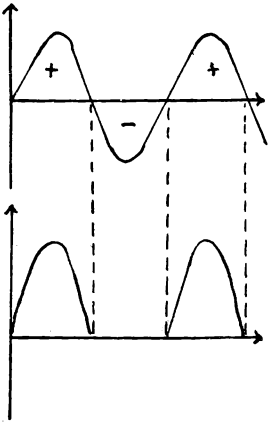
— Un filament chauffé émetteur d'électrons F.

— Une plaque P métallique.

Le filament est relié au pôle négatif d'un générateur de courant continu, c'est la cathode, la plaque est reliée au pôle positif, c'est l'anode.

B. — Fonctionnement.

La cathode est donc négative par rapport à l'anode. Quand le filament chauffé émet des électrons, ceux-ci sont attirés par la plaque et un courant passe de la plaque vers le filament : I_p c'est le courant plaque.



Vous voyez donc qu'un courant ne pourra passer que si la plaque est positive par rapport au filament.

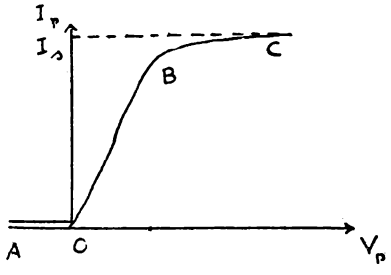
Si l'on rend le filament positif par rapport à la plaque, les électrons seront attirés par le filament et aucun courant ne passe. Donc si on remplace le générateur de courant continu par un générateur de courant alternatif une **seule alternance pourra traverser la diode, la deuxième sera arrêtée.**

En effet, supposons que la première alternance rende la plaque positive : les électrons circulent, le courant passe ; mais alors à l'alternance suivante la plaque est négative, le courant ne passe plus.

On dit que la diode fonctionne en valve ou en redresseuse.

Nous rtrouverons cette propriété à propos des rayons X et des kénotrons.

C. — **Caractéristique.**



Supposons que le filament garde une température constante T, faisons varier à partir de O la d.d.p. V_p entre plaque et filament et traçons la courbe de variation du courant de plaque I_p en fonction de V_p.

La courbe a l'aspect dessiné. C'est *la caractéristique de la diode.*

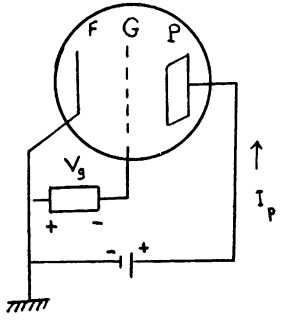
— Pour $V_p \leqslant 0$ c'est-à-dire plaque négative. On peut admettre qu'aucun courant ne passe (A O).

— Dès que V_p augmente, la plaque capte de plus en plus d'électrons et le courant augmente (O B). Sur cette partie de la courbe la loi d'Ohm s'applique.

— A partir d'une valeur suffisante de V_p tous les électrons émis par le filament sont captés par la plaque : le courant ne peut plus augmenter : on a atteint le *courant de saturation.*

II. — TUBE TRIODE

A. — Description.



C'est une diode dans laquelle on a rajouté une grille métallique G entre la plaque et le filament. Cette grille est portée à un potentiel V_g que l'on peut faire varier : *polarisation.*

Les électrons peuvent donc traverser cette grille dans certaines conditions.

Le circuit qui relie la plaque au générateur est le *circuit plaque*, le courant I_p qui y circule est le *courant plaque*.

Le circuit qui relie la grille à son générateur de polarisation est le *circuit grille*.

B. — **Fonctionnement.**

Le fonctionnement est très simple. Si la grille est fortement négative, elle repousse les électrons émis par le filament : aucun courant ne passe $I_p = 0$.

Si on augmente V_g il arrive un moment où les électrons commencent à traverser la grille $I_p \neq 0$.

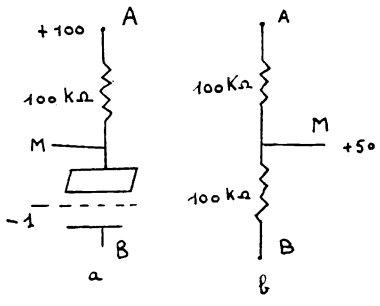
On appelle cut-off le potentiel de grille au-dessous duquel $I_p = 0$.

Si V_g continue à augmenter I_p va également augmenter jusqu'à ce qu'on atteigne la saturation comme dans le cas de la diode.

Donc le potentiel de grille V_g commande le courant plaque I_p.

Supposons que l'on relie la grille à un générateur fournissant une tension modulée : V_g va être modulé. De ce fait I_p va être modulé. *Donc le courant plaque sera modulé de la même manière que la tension appliquée sur la grille.*

En outre, nous allons maintenant montrer que la triode amplifie les signaux appliqués sur la grille.



Pour cela on monte sur le circuit plaque une forte résistance : *résistance de charge* de 100 kΩ par exemple. Supposons que l'on applique 100 volts sur la plaque et — 1 volt sur la grille.

La triode se comporte comme un conducteur et possède sa résistance propre supposons qu'elle soit de 100 kΩ. Le schéma *a* est donc équivalent au schéma *b*.

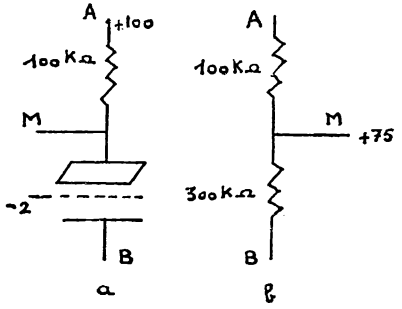
Tout se passe comme si on avait un atténuateur de tension et on sait que les tensions sont dans le même rapport que les résistances.

Ici la résistance totale est 100 + 100 = 200 kΩ.

La tension appliquée est 100 volts, donc $\frac{1}{2} = \frac{V_M - V_B}{100}$

Donc au point M on recueille 50 volts.

Portons maintenant V_g à —2 volts, la grille étant plus négative, les électrons la traversent plus difficilement : donc la résistance de la triode va augmenter, elle passe à 300 kΩ par exemple.



A ce moment la résistance totale est 300 + 100 = 400.

La tension est toujours de 100 volts. On a donc :

$$\frac{V_M - V_B}{100} = \frac{3}{4}$$

$V_M - V_B = 75$ volts.

Donc on recueille 75 volts en M.

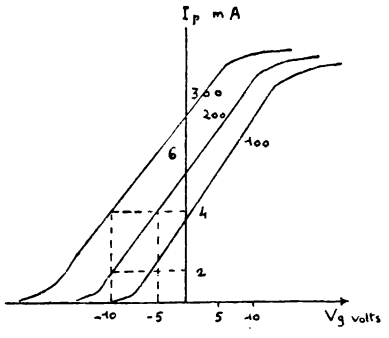
Vous voyez donc qu'une variation de 1 volt sur la grille entraîne une variation de 25 volts sur la plaque : donc la *triode est un amplificateur.* (Schémas *a* et *b* ci-dessus.)

La triode est donc un véritable générateur d'énergie électrique : la puissance à la sortie est plus grande que la puissance à l'entrée : *c'est le générateur du circuit plaque qui fournit cette puissance.*

C. — **Caractéristiques.**

Nous venons donc de voir que le courant plaque I_p est fonction du potentiel de grille V_g. Nous allons donc étudier la fonction $I_p = f(V_g)$.

La courbe représentative est dite caractéristique statique de plaque.



Notons que dans le cadre de ce cours, nous n'aborderons pas l'étude du courant dans le circuit de grille I_g.

D'ailleurs, dans les conditions normales d'utilisation ce courant est beaucoup plus faible que I_p.

Pour un potentiel de plaque donné la caractéristique de plaque a l'aspect dessiné.

En O A la grille est fortement négative $I_p = O$, A est le *cut-off*.

Puis quand $V_g \nearrow$ $I_p \nearrow$ linéairement en B C. Puis on atteint la saturation. On peut tracer des courbes identiques pour chaque valeur de V_p : 100, 200, 300 volts, par exemple.

L'examen de ces courbes montre bien le phénomène d'amplification.

Considérons par exemple le point 2 m A sur la courbe 200 volts. Supposons que l'on désire augmenter le courant plaque jusqu'à 4 m A. On a deux possibilités :

— Rester à $V_p = 200$ volts et faire passer V_g de — 10 à — 5 volts.

— Rester à $V_g = -10$ volts et faire passer V_p de 200 à 300 volts.

Donc une variation de 5 volts à la grille donne le même résultat qu'une variation de 100 volts à la plaque.

Donc une variation de tension à la grille produit dans cet exemple une variation vingt fois plus forte que la même variation à la plaque.

K = 20 est le *coefficient d'amplification* et d'une manière plus générale.

$$K = \frac{d\,V_p}{d\,V_g}$$

a) PENTE DE LA TRIODE :

Considérons la partie rectiligne des caractéristiques : l'équation générale de ces droites est : $I_p = S\ V_g + A$.

A ordonnée à l'origine dépend évidemment de V_p.

S est la pente commune de ces droites : *c'est la pente de la triode.*

On a (par définition de la pente d'une droite) :

$$S = \frac{d\ I_p}{d\ V_g}$$

b) RÉSISTANCE DE LA TRIODE :

Rappelons la loi d'Ohm généralisée : $V = R\ I - \Sigma\ E$.

$\Sigma\ E$ est constant donc en dérivant, par rapport à I

$$\frac{dV}{dI} = R$$

Pour la triode on a décidé d'adopter cette définition de la résistance et on pose que la triode a une résistance ρ

$$\rho = \frac{d\ V_p}{d\ I_p}$$

Remarquons que $d\ I_p = \frac{d\ V_p}{\rho}$ et que $d\ V_g = \frac{d\ V_p}{K}$

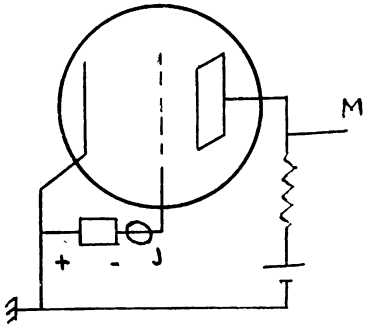
donc :

$$S = \frac{\frac{d\ V_p}{\rho}}{\frac{d\ V_p}{k}}$$

$$S = \frac{K}{\rho}$$

D. — **Applications.**

En électrophysiologie la triode est essentiellement utilisée comme amplificatrice. Nous n'étudierons pas la pratique des amplificateurs, mais simplement le principe de leur montage. La plaque de la triode est reliée au pôle positif d'un générateur de courant continu au travers d'une résistance dite *résistance de charge.* La grille est soumise à un potentiel constant tel que le point de fonctionnement soit sur la partie rectiligne de la caractéristique.



A ce potentiel constant qui est la tension de polarisation, on rajoute la tension variable que l'on veut amplifier : c'est le *signal d'entrée.*

Et ce sont les variations de ce signal que l'on recueille amplifiées à la sortie de la triode en M.

En général, un seul tube ne suffit pas pour amplifier suffisamment le signal, de ce fait le signal recueilli en M sur le premier tube est envoyé par un circuit convenable sur un deuxième tube où il est encore amplifié et ainsi de suite.

On dit que l'on a réalisé une amplification à plusieurs étages. Chaque étage étant représenté par un tube et ses circuits annexes.

CHAPITRE III

UTILISATION DES SEMI-CONDUCTEURS

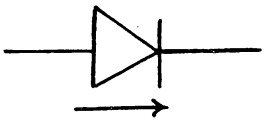
A. — DIODE A JONCTION

Nous avons déjà étudié les jonctions et nous avons vu qu'une jonction branchée en sens direct laissait passer le courant alors qu'une jonction branchée en sens inverse s'opposait au passage du courant.

Donc, si on alimente une jonction avec un courant alternatif, elle se comportera comme une diode et ne laissera passer qu'une alternance ; en effet, lors de la première alternance la jonction est par exemple alimentée en sens direct : le courant passe, mais lors de la deuxième alternance, la jonction sera alors alimentée en sens inverse : le courant ne passe pas.

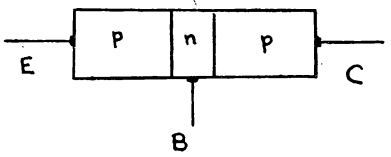
Les diodes à jonction présentent de nombreux avantages par rapport aux tubes diodes : robustesse, miniaturisation, etc., et sont très utilisées.

Dans les schémas une diode à jonction se représente comme ci-dessous :



→ sens dans lequel le courant peut passer.

B. — TRANSISTORS



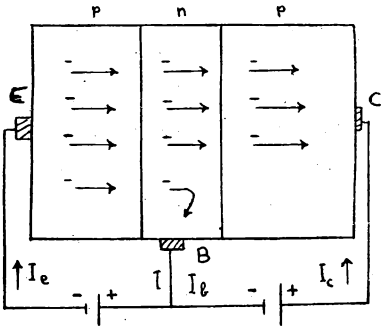
Considérons maintenant l'assemblage de trois semi-conducteurs dans l'ordre suivant n p n.

La zone médiane p est *très mince.*

En outre, chacune des trois zones est munie d'une électrode métallique de connexion. On a réalisé un *transistor.*

La zone médiane est la *base,* les zones qui l'encadrent sont appelées *émetteur* et *collecteur.*

Il est évident que l'on peut réaliser des transistors p n p et le type de raisonnement que nous allons mener à propos du transistor n p n s'appliquera au transistor p n p.



On polarise en sens direct la jonction n p de gauche émetteur base. On a ainsi une diode polarisée en sens direct et des électrons vont passer de l'émetteur vers la base.

Puis on polarise la jonction de droite base collecteur en sens inverse, ainsi on porte le collecteur à un potentiel positif par rapport à la base.

Comme la base est mince, les électrons qui arrivent de l'émetteur sont attirés par le potentiel positif du collecteur et passent dans celui-ci, créant donc un courant I_c.

Cependant une petite partie des électrons arrivant de l'émetteur échappent tout de même à l'attraction du collecteur et créent donc un courant I_b dans le circuit de base.

Donc le *courant d'émetteur* I_e va se partager en deux parties :

— La majeure partie se retrouve dans le courant de collecteur I_c : 98 à 99,5 %.

— Une faible proportion se retrouve dans le *courant de base* I_b : 0,5 à 2 %.

Supposons que l'on rende la base un peu plus positive, de ce fait un nombre un peu plus grand d'électrons va passer dans le circuit de base, donc le courant de collecteur va être modifié.

Donc la polarisation de la base commande le courant de collecteur.

On voit donc que la base joue le même rôle que la grille d'une triode.

Si on applique sur la base un signal modulé, le courant de collecteur va être modulé de la même manière. En outre, comme nous l'avons vu, le courant de base est beaucoup plus faible que le courant de collecteur.

Donc une petite modification apportée au courant de base va se retrouver, amplifiée, dans le courant de collecteur, et l'énergie nécessaire à cette amplification est fournie par le générateur polarisant le collecteur. On voit donc que les transistors se comportent comme des triodes et peuvent amplifier des signaux. Il convient toutefois de noter certaines différences entre les tubes et les transistors.

Avantages :

— Pas de chauffage.

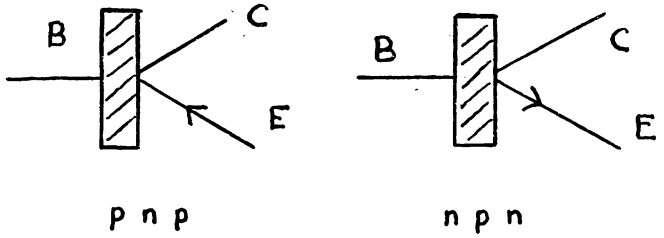
— Miniaturisation.

— Polarisation de collecteur faible : une dizaine de volts au lieu de plusieurs centaines pour les triodes.

Inconvénients :

— Le principal est la faible impédance d'entrée du transistor. Or en électrophysiologie les signaux sont délivrés sous très forte impédance et il est impossible, sous peine de perdre le signal, de l'appliquer directement sur un transistor. Il faut intercaler un dispositif adaptateur d'impédance.

Dans les schémas on représente les transistors par :



- RADIOACTIVITÉ

- RAYON X

CHAPITRE I

STRUCTURE DE L'ATOME

Il est inutile d'insister sur le fait que la matière est constituée d'atomes, et que ces atomes sont formés de noyaux positifs et d'électrons négatifs.

Mais il convient de compléter ces notions, et nous allons étudier par le détail la structure d'un *atome pris isolément* en supposant qu'il est à l'abri des actions que pourraient exercer les atomes qui l'environnent.

I. — REPARTITION DES ELECTRONS

Pour comprendre comment se répartissent les électrons autour du noyau, il convient d'envisager au préalable la théorie des quanta.

A. — THEORIE DES QUANTA.

Lorsque l'on chauffe suffisamment un corps, il émet de la lumière, donc des radiations électromagnétiques. Cela veut dire qu'il *émet de l'énergie* dite électromagnétique puisqu'elle est véhiculée par des radiations du même nom.

Ce corps transforme donc de l'énergie thermique en énergie électromagnétique.

Au début du siècle on chercha à trouver une relation permettant de relier ces deux énergies.

On admettait que les atomes du corps chauffé se comportaient comme des petits oscillateurs.

Cela revenait à dire que des charges électriques oscillaient avec une fréquence ν. D'après la théorie de Maxwell il s'ensuivait l'émission d'une radiation électromagnétique de fréquence ν, c'est-à-dire d'une lumière de fréquence ν.

On expliquait donc le passage de l'énergie thermique à l'énergie électromagnétique. Mais on supposait que ce passage se faisait d'une manière continue, c'est-à-dire on admettait que les petits oscillateurs émettaient de *l'énergie de manière continue,* c'est-à-dire que les radiations *élctromagnétiques émises transportaient de l'énergie de manière continue.*

En admettant cette hypothèse, on arrivait à une formule en contradiction avec l'expérience.

Pour lever cette contradiction, PLANCK a admis que l'énergie émise par un *oscillateur est discontinue.* Si ν est la fréquence de l'oscillateur considérée l'énergie émise ne pourra être que $h\nu$, 2 hv, 3 $h\nu$, etc., h étant une constante : *constante de Planck.*

2 $h\nu$,

Planck admettait donc que l'énergie ne pouvait être émise que sous la forme d'un multiple entier de la quantité $h\nu$, *cette énergie était donc discontinue.*

La quantité $h\nu$ a été appelée *un quantum.*

Il s'ensuit donc que la lumière véhicule l'énergie de manière discontinue sous formé de grains d'énergie, les *quanta.* Si ν est la fréquence de la lumière considérée, son quantum est $h\nu$ (on dit aussi un *photon*).

Donc les rayons γ de grande ν auront des quanta très gros ; les I.R. de petite ν auront des quanta très petits.

B. — L'ATOME DE RUTHERFORD.

Pour RUTHERFORD l'atome isolé était constitué par un noyau positif autour duquel gravitaient des électrons négatifs.

Appelons e la valeur absolue de la charge de l'électron. RUTHERFORD a montré que la charge positive du noyau était Ze où Z est le numéro atomique de l'atome considéré.

Puisque l'atome isolé est neutre électriquement, cela veut dire qu'il y a également Z électrons qui gravitent autour du noyau.

Ainsi, pour l'hydrogène, Z = 1, donc la charge de son noyau est + e. C'est la charge élémentaire positive et on l'a appelée *proton.*

Donc dans l'atome, selon RUTHERFORD, on avait des électrons qui tournaient autour du noyau.

Ces électrons possèdent une certaine énergie W.

Cette énergie est composée de deux termes :

— L'énergie cinétique puisque l'électron a une vitesse v : W_v.

— L'énergie potentielle due à l'attraction entre le noyau positif et l'électron négatif : W_p.

Donc $W = W_v + W_p$ et cette valeur totale représente en quelque sorte *l'énergie qu'il faut fournir à l'électron, d'une part pour l'arrêter, d'autre part pour l'arracher à l'atome.*

Cette énergie W sera donc négative puisqu'il faut fournir du travail à l'électron pour l'arracher à l'atome.

Donc dans la théorie de Rutherford, on avait un électron doué d'une certaine énergie et tournant autour du noyau. On avait donc une charge électrique animée d'un mouvement périodique et si on admet la théorie électromagnétique classique, cet électron aurait dû émettre continuellement un rayonnement électromagnétique.

Cet électron tournant va donc émettre constamment de l'énergie, *il va donc se ralentir* et finir par tomber sur le noyau. Cela implique donc que tout atome est instable, ce qui est contraire à l'expérience. Donc les théories électromagnétiques classiques ne peuvent pas expliquer la structure de l'atome.

C. — THEORIE DE BOHR-SOMMERFELD.

C'est alors que Bohr appliqua la notion de quanta à l'étude de la structure de l'atome. Il admet que l'énergie des électrons gravitant autour du noyau était discontinue et ne pouvait prendre que certaines valeurs W_1, W_2, etc., $W_1 < W_2 <$.

• **A chacune de ces valeurs de l'énergie W_1, W_2, correspond une orbite possible pour l'électron : 1, 2...**

Bohr admet en outre que lorsque l'électron gravite sur de telles orbites il ne rayonne pas, il ne perd donc pas de l'énergie, et de ce fait il peut rester indéfiniment sur cette orbite.

Pour que l'électron perde de l'énergie il faut qu'il passe d'une orbite stable à une autre orbite stable, de 2 sur 1 par exemple.

L'électron va donc perdre l'énergie $W_2 - W_1$, et Bohr admet enfin que cette énergie perdue par l'électron, soit $W_2 - W_1$, va se retrouver *sous forme d'un rayonnement électromagnétique monochromatique.*

Or, au point de vue énergétique, ce rayonnement est formé de quanta $h\nu$. *Donc lorsque l'électron passe de l'orbite 2 à l'orbite 1 il y a émission d'un quantum et on a :*

$$W_2 - W_1 = h\nu$$

1° **Calcul de l'énergie :**

Reste maintenant à calculer quels sont ces énergies possibles.

L'électron est donc animé d'un mouvement de rotation de vitesse linéaire v. Son moment cinétique est :

$\Sigma = m\ vr = mr^2\omega$ ou m masse électron

r rayon trajectoire.

En appliquant la théorie des quanta à ce mouvement BOHR a montré *que* Σ *devrait être un mlutiple entier de* $\dfrac{h}{2\pi}$

donc : $\Sigma = r\dfrac{h}{2\pi}$ n entier positif n = 1, 2...

$m\ v = n\dfrac{h}{2\pi r}$ ou $v = n\dfrac{h}{2\pi rm}$

Dans son mouvement circulaire l'électron est soumis à une accélération

$$\gamma = \frac{v^2}{r}$$

donc : $F = m\gamma = m\dfrac{v^2}{r}$

D'autre part l'électron porte une charge — e, le noyau une charge + Ze ; donc l'électron va être attiré par le noyau avec une force donnée par la loi de Coulomb.

$$F = \frac{Ze.e}{r^2} = \frac{Ze^2}{r^2}$$

On a donc : $\dfrac{Ze^2}{r^2} = m\dfrac{v^2}{r}$ $\dfrac{Ze^2}{r} = m\ v^2$, $v^2 = \dfrac{Ze^2}{mr}$

Or $v^2 = n^2\dfrac{h^2}{4\pi^2}\dfrac{1}{m^2\ r^2}$

Donc $n^2\dfrac{h^2}{4\pi^2}\dfrac{1}{m^2\ r^2} = \dfrac{Ze^2}{m\ r}$

D'où l'on tire le rayon de la trajectoire $n^2 \frac{h^2}{4\pi^2} \frac{1}{m\,r} = Ze^2$

$$r = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2} \frac{1}{m\,Ze^2}$$

et vous voyez que r ne peut pas prendre n'importe quelle valeur puisque n = 1, 2, ...

L'énergie, nous l'avons dit, est la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle $W = W_v + W_p$

$$W_v = \frac{1}{2} m\,v^2 = \frac{Ze^2}{2r}$$

L'énergie potentielle est l'énergie qu'il faut déployer pour arracher l'électron au repos hors de l'atome.

Le noyau a une charge + Ze, nous avons vu en électricité que dans ce cas, l'énergie potentielle de l'électron de charge — e est :

$$W_p = - \frac{Ze^2}{r}$$

L'énergie totale est :

$$W = W_v + W_p = \frac{Ze^2}{2\,r} - \frac{Ze^2}{r} = \frac{Ze^2}{2\,r} - \frac{2\,Ze^2}{2\,r} = - \frac{Ze^2}{2r}$$

En remplaçant r par sa valeur $W = - \frac{1}{n^2} \frac{4\pi^2}{h^2} m\,Ze^2 \cdot \frac{Ze^2}{2}$

$$W = - \frac{1}{n^2} \frac{2\pi^2\ m\ Z^2e^4}{h^2}$$

Vous voyez donc que cette énergie est négative comme nous l'avions dit et de plus elle ne peut prendre que certaines valeurs W_1, W_2 correspondant à n = 1, n = 2, etc.

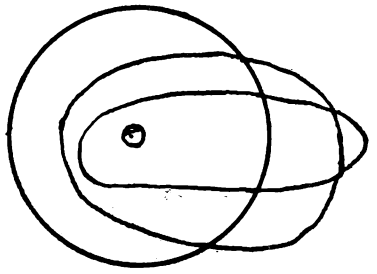
L'énergie de l'électron est dite quantifiée.

2° Nombres quantiques.

L'entier n qui définit les énergies possibles est dit nombre quantique principal.

Quand n = 1 on définit une couche d'énergie la plus basse par rapport au noyau baptisée K, quand n = 2, L n = 3 M, etc. Mais

dans cette théorie de Bohr, on admet que la trajectoire est circulaire et le nombre quantique principal n la définit parfaitement.



Mais ces orbites circulaires ne permettent pas d'expliquer certains phénomènes.

Pour les expliquer, SOMMERFELD fut obligé d'admettre que ces trajectoires pouvaient être elliptiques.

A ce moment la définition de cette orbite elliptique nécessite non plus un mais deux nombres quantiques :

Le grand axe de l'ellipse est donné par le nombre quantique principal n, l'excentricité de l'ellipse est donnée par le *nombre quantique secondaire I.*

$n = 1, 2, \ldots$

$I = 0, 1, 2, \ldots \quad n - 1$

Suivant les valeurs de I l'ellipse sera de forme différente (voir figure).

L'électron est dit s, p, d, f *si I = 0, 1, 2, 3, ...*

Par la suite, il a fallu introduire encore deux autres nombres quantiques, le *nombre quantique magnétique m* qui définit l'orientation de la trajectoire de l'électron lorsqu'il est placé dans un champ magnétique, m peut prendre 2 I + 1 valeur.

$-I, -I+1, -I+2, \ldots 0 \ldots I-2, I-1, I.$

A chaque valeur de m correspond ce *que l'on a appelé une case quantique.*

En résumé donc
- n définit la couche
- I la sous-couche
- m *la case quantique* au sein de la sous-couche.

Enfin comme l'électron est animé d'un mouvement de rotation sur lui-même, pour définir le sens de cette rotation on a été obligé d'introduire un *nombre quantique de spin* qui peut prendre les valeurs $\pm \frac{1}{2}$.

De ce fait dans une case quantique définie par une valeur de m il ne peut y avoir que deux électrons de spin opposé.

On le représente par :

Si elle n'en contient qu'un, cet électron est dit *célibataire,* et on le représente par :

Enfin,le nombre d'électrons d'un atome est limité par le principe d'exclusion de Pauli : *deux électrons d'une même configuration atomique diffèrent par au moins un de leurs quatre nombres quantiques.*

Au total donc, retenons que :

— L'énergie est discontinue, on dit quantifiée.

— De ce fait, dans un atome, les électrons ne peuvent occuper que certaines orbites.

— Au sein même de ces orbites, seules certaines positions sont possibles.

— Notons toutefois que le modèle de Sommerfeld n'est qu'un modèle approché. Des modèles plus conformes à la réalité sont fournis par les théories probabilistiques déduites de la mécanique ondulatoire. Néanmoins pour la suite de cette étude le schéma de Sommerferld est suffisant.

D. — CONSEQUENCES.

1° **Nombre d'électrons sur chaque couche :**

On peut immédiatement déduire le nombre d'électrons que l'on pourra trouver sur chaque couche.

Par exemple : couche L n = 2. I peut prendre les valeurs 0, 1.

Première sous-couche $I = 0$ $m = 0$ $s = +\frac{1}{2}$

s $I = 0$ $m = 0$ $s = -\frac{1}{2}$

soit deux électrons sur la première sous-couche.

Deuxième sous-couche $I = 1$

$$\mathbf{p} \quad \begin{cases} m = -1 & s = +\frac{1}{2} \\ m = -1 & s = -\frac{1}{2} \\ m = 0 & s = +\frac{1}{2} \\ m = 0 & s = -\frac{1}{2} \\ m = 1 & s = +\frac{1}{2} \\ m = 1 & s = -\frac{1}{2} \end{cases}$$

soit six électrons.

Donc L contient huit électrons au maximum.

Et pour représenter la configuration électronique d'un atome, on emploiera un symbolisme particulier.

Je vous ai dit, en effet, que si $I = 0$, la sous-couche est dite s. Si $I = 1$ elle est dite p, etc.

Chaque niveau sera d'abord représenté en écrivant la valeur du nombre quantique principal n, puis par les lettres s, p, d, f, ... qui définissent la sous-couche et enfin par le nombre d'électrons de cette sous-couche.

Ainsi $1s^2$ représentent les deux électrons pour lesquels $n = 1$
$\ell = 0$.

$2p^4$ représentent les quatre électrons pour lesquels $n = 2$
$\ell = 1$.

Et, par exemple, les symboles $1s^2$, $2s_2$, $2p^4$ représentent l'atome qui a deux électrons sur la couche K et six électrons sur la couche L. C'est l'oxygène.

2° **Rôle des électrons :**

L'atome tel que nous l'avons décrit est électriquement neutre, c'est-à-dire que les charges des électrons et du noyau s'équilibrent exactement.

Si l'atome perd des électrons il va se retrouver avec un excès de charge +, rappelons que cela correspond à la création d'un ion positif.

Inversement, un apport d'électrons à un atome entraîne la création d'un ion —. Rappelons également que si l'on communique assez d'énergie à un électron d'un atome neutre, on peut l'éjecter de l'atome. *C'est l'ionisation d'un atome* et l'énergie correspondante est *l'énergie d'ionisation.*

Parfois l'énergie fournie à l'atome permet seulement le passage d'un électron d'une couche 1 à une couche 2 plus périphérique, on dit alors que *l'atome est excité.*

Mais dans les deux cas : ionisation ou excitation, l'atome se retrouve avec un excédent d'énergie. Il convient également de revenir sur la formule donnant l'énergie d'une couche.

Le premier terme est : $-\dfrac{1}{n^2}$

Si l'on considère l'énergie de l'électron par rapport au noyau, il faut envisager la *valeur algébrique* de l'énergie : plus n est petit, plus $\dfrac{1}{n^2}$ est grand, donc $-\dfrac{1}{n^2}$ sera petit.

Donc, plus un électron est loin du *noyau, plus son énergie par rapport au noyau est grande* $W_K < W_L < W_M$ ...

Par contre, si l'on veut extraire un électron du noyau, il faut considérer *les valeurs absolues* de l'énergie : si n est petit $\dfrac{1}{n^2}$ est grand, $\left|\dfrac{1}{n^2}\right|$ est grand.

Donc plus *un électron est près du noyau plus l'énergie d'ionisation, c'est-à-dire l'énergie nécessaire à son extraction sera grande.*

$$|W_K| > |W_L| > |W_M| \ldots.$$

Ceci explique que les électrons périphériques d'un atome pour lequel n est grand seront facilement arrachés à l'atome.

Donc, ce sont les électrons les plus périphériques de l'atome qui vont intervenir dans les réactions chimiques, où les énergies mises en jeu sont relativement faibles : *les propriétés chimiques d'un élément sont sous la dépendance des électrons périphériques.*

II. — STRUCTURE DU NOYAU

A. — CONSTITUTION DU NOYAU.

Le noyau est formé par des protons et des neutrons.

Un noyau contient Z protons donc Z charges positives. Donc il ne pourra y avoir autour du noyau que Z électrons représentant Z charges négatives puisque l'atome est neutre.

Z est le *n° atomique* ou *nombre de charges.*

Le nombre de neutrons est représenté par N

Le noyau va donc contenir Z + N particules pesantes.

Z + N = A est le *nombre de masse.*

Et d'ailleurs dans l'atome toute la masse est concentrée au niveau du noyau puisque les électrons ne sont pratiquement pas pesants.

Considérons deux atomes qui ont le même nombre de protons Z, mais des nombre de neutrons différents N_1 et N_2.

Puisque ces deux atomes ont même Z leurs noyaux respectifs renferment la même charge positive.

Donc, ils posséderont tous deux le même nombre d'électrons. Puisque les électrons sont responsables des propriétés chimiques ces deux atomes ayant le même nombre d'électrons *auront donc les mêmes propriétés chimiques.* Mais la masse des noyaux de ces atomes sera différente.

$A_1 = Z + N_1$ et $A_2 = Z + N_2$ *donc leurs propriétés physiques seront différentes.*

Deux atomes tels que ceux que nous venons de décrire ayant même nombre de charges mais des nombres de masse différents sont dit isotopes.

B. — STABILITE DU NOYAU.

1° **Forces de cohésion nucléaires :**

Comme on le sait, deux charges positives se repoussent, or nous venons de dire que le noyau est formé de particules positives, elles devraient donc se repousser et les noyaux devraient « exploser » spontanément.

Il y a là une contradiction avec l'expérience puisque l'on sait que les noyaux sont des édifices très stables sauf évidemment dans le cas des atomes radioactifs. Pour expliquer la stabilité du noyau, on fait appel à des forces spéciales dites *forces de cohésion nucléaires.*

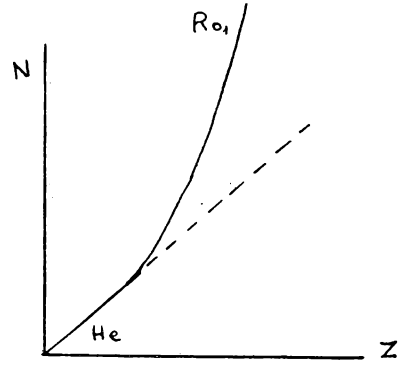
2° **Rapport** $\dfrac{\text{Nombre de neutrons}}{\text{Nombre de protons}}$:

Enfin dans le domaine de la stabilité des noyaux je dois vous signaler que tout à fait empiriquement on s'est rendu compte que cette stabilité dépendait du rapport $\dfrac{\text{nombre de neutrons}}{\text{nombre de protons}}$

c'est-à-dire $\dfrac{N}{Z}$

On a constaté que *lorsque N = Z la stabilité est très grande.*

Par contre si le nombre de neutrons est de beaucoup supérieur au nombre de protons la stabilité est moindre et c'est parmi les noyaux ou N > Z que l'on trouve les noyaux radioactifs naturellement.



On peut d'ailleurs tracer une courbe N = f (Z).

Pour les éléments légers N = Z.

Ainsi pour l'hélium N = 2 Z = 2.

Les points figuratifs de ces éléments sont donc sur la bissectrice des axes, et tous ces éléments sont stables.

Mais pour les éléments lourds $N > Z \dfrac{N}{Z} \rightarrow 1{,}6$ la courbe se relève et parmi eux, on trouve des éléments radioactifs naturellement : radium, uranium.

C. — STRUCTURE DU NOYAU.

Pour ce qui est de la structure intime du noyau nous serons très brefs, car ce sujet n'a pas été élucidé complètement.

Jusqu'à ces dernières années on pensait que l'on pouvait assimiler le noyau à une *goutte homogène* d'un fluide dit fluide nucléaire.

Ce modèle a été abandonné, à l'heure actuelle on pense que dans un noyau les particules sont réparties sur des niveaux d'énergie exactement comme les électrons périphériques. C'est le *modèle en couches.*

Le niveau d'énergie le plus bas est dit *fondamental,* et d'ailleurs tous les *noyaux stables sont dans cet état fondamental.*

Au total, vous le voyez, le *noyau est le support de tous les caractères de l'atome.*

— Il lui communique sa masse : c'est lui qui, en effet, est formé de particules pesantes.

— En outre, c'est le noyau qui impose le nombre d'électrons périphériques : contenant en effet Z protons, il s'ensuit qu'il y aura Z électrons périphériques pour que l'atome soit neutre électriquement, et d'ailleurs en physique nucléaire on caractérise un élément par son symbole chimique affecté de deux indices A et Z : $\overset{A}{\underset{Z}{X}}$.

Exemples : $^{16}_{6}O$, $^{12}_{6}C$. De ce fait si on enlève des électrons à un atome on ne modifie pas ses caractéristiques. Par contre si on modifie la composition du noyau la nature de l'atome change, on passe d'un élément à un autre : *c'est la transmutation de la matière.*

CHAPITRE II

RADIOACTIVITE

I. — GENERALITES

La radioactivité est le phénomène qui consiste en l'émission spontanée par un noyau de rayonnement qui peuvent être corpusculaires ou électromagnétiques.

J'insiste sur le fait que ce phénomène est spontané et ne nécessite pas l'apport extérieur d'énergie. *De plus c'est un phénomène uniquement nucléaire.*

Vous savez que cette découverte est due à BECQUEREL qui remarqua qu'un fragment d'uranium noircissait une plaque photographique.

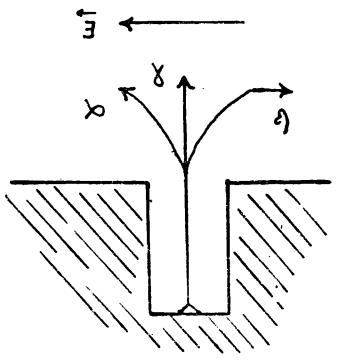
Il attribua cette propriété à un rayonnement émis par le noyau de l'uranium. Au début du siècle les seuls corps radioactifs *dont on disposait étaient naturels* et c'est seulement en 1934 que F. et I.-J. CURIE ont montré qu'il était possible de créer des éléments radioactifs inconnus dans la nature. Ce sont les *radio-éléments artificiels.*

Ils suivent exactement les mêmes lois que les radio-éléments naturels mais ils s'en distinguent car ils ont des Z moins élevés. Ce sont des *isotopes des éléments naturels.*

Ainsi le ^{32}P isotope radioactif du phosphore, ^{131}I isotope radioactif de l'iode naturel.

A. — RAYONNEMENTS RADIOACTIFS.

C'est RUTHERFORD qui, le premier, a entrepris l'étude des rayonnements radioactifs émis par les corps naturels.



Il plaçait un mélange radioactif dans un cylindre en plomb.

Le rayonnement à la sortie est soumis à un champ électrique E.

On constate alors que le rayonnement se partage en trois composantes α dans le sens du champ, β en sens inverse γ pas dévié.

1° **Rayonnement α :**

Le rayonnement α est dévié dans le sens du champ électrique. C'est donc un *rayonnement corpusculaire positif.* C'est une *particule complexe formée par l'agrégation de deux protons et de deux neutrons :* α.

Vous voyez donc que ce rayonnement α est formé de noyaux d'hélium, d'où leur nom d'*hélions.*

Ils sont émis par les noyaux à des vitesses relativement faibles. *Ils sont très peu pénétrants.*

Ces particules pesantes en mouvement possèdent donc une certaine énergie. Comme les vitesses ne sont pas les mêmes pour toutes les particules elles vont avoir des énergies différentes. Considérons un certain nombre de noyaux radioactifs émetteur α d'un type bien déterminé.

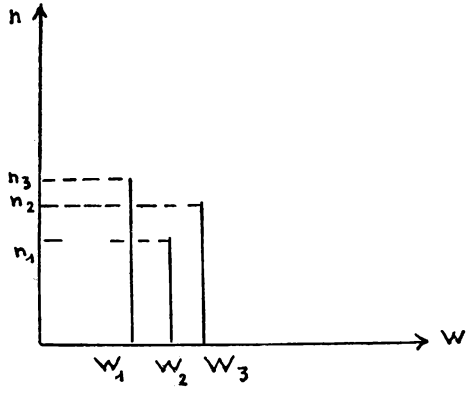
Supposons que par seconde ils émettent n rayons α et mesurons l'énergie de chacun de ces rayons α.

On constate que n_1 d'entre eux vont avoir la même énergie W_1, n_2 l'énergie W_2, ...

Autrement dit on *ne trouve qu'un petit nombre de valeurs distinctes de l'énergie.*

Ce qui fait que si l'on trace le graphe de n en fonction de W il a l'aspect dessiné. *C'est ce que l'on appelle un spectre énergétique de raies et il est caractéristique du corps émetteur.*

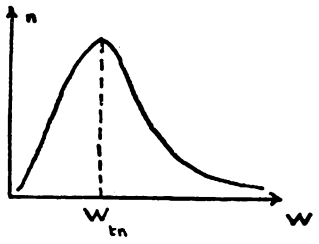
En fait pour les rayons α émis par un type d'atome radioactif, ces raies sont très rapprochées : $\simeq$ 0,0040 MeV.



2° **Rayonnement β :** $_{-1}^{0}\beta$

Le rayonnement β est dévié en sens inverse du champ électrique, c'est donc un rayonnement négatif et on a montré qu'il *s'agit d'électrons. Ces électrons sont très rapides* : leur vitesse peut approcher celle de la lumière. Ils sont un peu plus pénétrants que les rayons α.

Si l'on étudie l'énergie de rayons β émis par des atomes radioactifs identiques on constate que cette énergie peut prendre toutes les valeurs entre deux limites, alors que pour les rayons α elle ne pouvait prendre que quelques valeurs.



Si donc on trace la courbe n = f (W) elle a l'aspect dessiné et l'on constate que pour une certaine énergie dite *énergie moyenne* il y a un maximum d'électrons émis avec cette énergie. *Un tel spectre d'énergie est dit continu.*

3° **Rayonnement γ :** $^{0}_{0}\gamma$

Le rayon γ n'est pas dévié par le champ électrique il n'est donc pas chargé et on a établi qu'il s'agissait d'un *rayonnement électromagnétique.* C'est donc de la lumière, mais de la lumière de très courte longueur d'onde, plus courte encore que celle des rayons X.

En effet λ $R\gamma \simeq 0{,}01$ Å

$RX \simeq 1$ Å

Puisque la λ est très courte leur fréquence ν est très grande.

De ce fait le quantum hν des Rγ sera considérable. Ces Rγ *sont très pénétrants.*

Si on étudie leur énergie pour un élément donné on constate que l'on obtient un *spectre de raies* comme pour les Rα. Ce *spectre est caractéristique* de l'élément considéré.

Ces trois rayonnements sont émis par les corps radioactifs naturels. Les isotopes radioactifs artificiels connus n'émettent pas de Rα, ils émettent des Rβ, des Rγ et en outre certains émettent deux autres types de rayonnements.

Rayonnement β^+ :

C'est tout simplement l'antiélectron appelé aussi *positon* ${}^{0}_{+1}\beta$.

Ces positons *n'existent pas à l'état libre* et sont un produit artificiel. Les lois du rayonnement β^+ sont identiques à celles du rayonnement β^-.

Neutrons :

Enfin dans certaines réactions nucléaires il y a émission de neutrons. Je vous rappelle que le neutron a pour masse 1 pour charge 0 : ${}^{1}_{0}n$. Ces neutrons n'étant pas chargés sont très pénétrants et franchissent de grandes épaisseurs de béton ou de plomb. Enfin les neutrons sont eux-mêmes instables hors du noyau (12' environ).

Pour en terminer notons qu'aucun élément n'émet simultanément tous ces types de rayonnement. Cependant très souvent on peut avoir émission de l'un ou l'autre.

Ainsi un atome d'iode radioactif émet des β ou des γ.

Enfin pour mesurer les énergies de ces particules on a créé une unité qui est *l'électron-volt. C'est l'énergie prise par un électron soumis à une d.d.p. de 1 volt.*

Multiples : Kev : 10^3 ; Mev : 10^6.

B. — ORIGINE DE CES RAYONNEMENTS.

RAYONS α :

L'origine des rayons α ne pose aucun problème. Ils sont en effet constitués de deux protons et de deux neutrons qui sont des constituants normaux du noyau.

Et d'ailleurs comme la stabilité de ces α est très grande on a émis l'hypothèse que dans le noyau, proton et neutron seraient unis sous forme de particules α. Ainsi pour le noyau de l'oxygène formé de huit protons et de huit neutrons on admettrait qu'il existe quatre hélions.

L'émission des particules α par un noyau pose par contre un problème. En effet, nous avons vu que dans un noyau les particules α sont soudées par les forces de cohésion nucléaire. Pour expliquer l'émission des rayons α on est obligé de faire appel aux théories de la mécanique ondulatoire.

RAYONS β :

Pour les rayons β l'explication fut plus difficile puisque le noyau ne contient pas d'électron. Aussi, *on admet que le proton et le neutron représentent deux états différents d'une même particule élémentaire le nucléon.*

— Quand un nucléon passe de l'état neutron à l'état proton on a :

$N \rightarrow P + e^- +$ neutrino d'où l'explication du rayonnement β^-

(Le neutrino est une particule de masse et charge nulle. Son existence fut postulée par des considérations de spin.)

— Inversement, quand un nucléon passe de l'état proton à l'état neutron on a :

$P \rightarrow N + e^+ +$ neutrino d'où l'explication du rayonnement β^+.

RAYONS γ :

L'explication de l'émission γ est très simple si l'on admet le modèle en couches pour le noyau. Vous savez, en effet, qu'il existe un état fondamental correspondant à l'énergie la plus basse W_a. Mais certains noyaux radioactifs se trouvent à des niveaux d'énergie supérieurs : on dit *qu'ils sont excités.*

Cet état excité est atteint après l'émission d'un corpuscule nucléaire, après l'émission le noyau va pouvoir se trouver dans cet état excité. Son énergie est alors W_D

$$W_D > W_a$$

Mais cet état excité est peu stable et le noyau revient à l'état fondamental. Il prend donc l'énergie $W_D - W_a$.

Cette énergie va se retrouver sous forme de rayonnement électromagnétique, c'est-à-dire de quanta électromagnétique ou photons $W_D - W_a = h\nu$.

Comme les énergies nucléaires sont très grandes ν est très grand, on a donc des $R\gamma$. On conçoit donc l'existence d'un spectre de raies pour les $R\gamma$.

II. — LOIS DE LA RADIOACTIVITE

A. — LOIS QUALITATIVES.

Vous le voyez donc la radioactivité est un phénomène nucléaire et *aucun agent extérieur n'est susceptible d'influer sur la radioactivité.*

De plus quand un noyau est radioactif il se transforme. Quand, par exemple, il émet un rayon α, cet α a une masse de 4 et une charge de 2. Cette émission α va donc enlever deux neutrons et deux protons au noyau de l'atome.

Comme je vous l'ai déjà dit, le noyau est le support des caractères de l'atome. Or, après l'émission α le noyau ne sera plus le même, *donc on aboutit à un atome différent.*

Considérons par exemple le polonium $^{210}_{84}$ P il est radioactif et émetteur α.

En émettant un α il devient $\begin{matrix} 210-4=206 \\ 84-2=82 \end{matrix}$

On aboutit donc à un élément qui a pour nombre de masse 206 et pour nombre de charge 82 : c'est un *isotope du Pb.* Vous voyez qu'il y a eu transmutation de polonium en un isotope du plomb, qu'on appelle *élément fils.*

SODDY a codifié ces transmutations en trois lois.

1° *Lorsqu'un atome émet un Rα son nombre de masse diminue de 4 et son numéro atomique diminue de 2 : il recule donc de 2 cases dans la classification de Mendeleiff.*

$$\begin{matrix} A & * & & 4 & & A-4 \\ & X & \rightarrow & \alpha & + & \\ Z & & & 2 & & Z-2 \end{matrix} \quad Y$$

2° *Lorsqu'un atome émet un rayonnement β son nombre de masse ne varie pas et son numéro atomique augmente de 1.*

En effet le rayon β emporte une charge -1 donc $-(-1) = +1$: donc *l'atome fils avancera de 1 case dans la classification de Mendeleiff.*

$$\begin{matrix} A & * & & 0 & & A \\ & X & \rightarrow & \beta+ & & \\ Z & & & -1 & Z+1 & \end{matrix} \quad Y$$

3° *Lorsqu'un atome émet un rayonnement γ son nombre de masse et son numéro atomique ne varient pas.*

$$\begin{matrix} A & * & & 0 & & A \\ & X & \rightarrow & \gamma & + & \\ Z & & & 0 & & Z \end{matrix} \quad X$$

B. — FAMILLES RADIOACTIVES.

Les atomes radioactifs vont donc par désintégration radioactive donner des atomes fils. Mais il se peut que ces atomes fils soient eux-mêmes radioactifs.

Ils vont à leur tour se désintégrer et donner d'autres atomes fils qui peuvent également être radioactifs et ainsi de suite.

Cette filiation d'éléments descendant les uns des autres constitue une famille radioactive.

On compte trois familles existant naturellement dans l'écorce terrestre.

1° *Famille du Th* descendant du $^{232}_{90}$Th. L'élément final est évidemment stable.

C'est un isotope stable du Pb : $^{208}_{82}$Pb.

2° *Famille du radium* issue de l'uraniun 238, $^{238}_{92}$U qui aboutit à un isotope du plomb $^{206}_{82}$Pb.

3° *Famille de l'actinium* descendant de l'uranium 235, $^{235}_{92}$U qui aboutit au plomb banal $^{207}_{82}$Pb.

C. — LOIS QUANTITATIVES.

Considérons une certaine masse d'un élément radioactif. Cette masse contient à un instant donné n_0 atomes. Mais il est bien évident que tout ces atomes ne vont pas se désintégrer en même temps. Si donc parmi ces n_0 atomes on en considère un seul on ne pourra pas définir à cet échelon individuel sa durée de vie. Tout ce que l'on pourra faire c'est définir une durée de vie moyenne. (Analogie : on ne peut pas pour un seul individu prévoir la durée de sa vie, par contre si l'on raisonne sur une populaton entière on pourra définir une vie moyenne.)

Cette remarque étant faite considérons n atomes radioactifs identiques. Appelons *constante de désintégration* λ *ou constante radioactive la probabilité par unité de temps pour qu'un de ces atomes se désintègre.*

Appelons en outre *activité de ces n atomes le nombre de désintégrations par unité de temps.* Cette activité est évidemment λn.

D'autre part la vitesse de désintégration de ces atomes est $\frac{dn}{dt}$

Si on laisse le système évoluer sans apporter de nouveaux atomes radioactifs la vitesse de désintégration est évidemment égale à l'activité d'où :

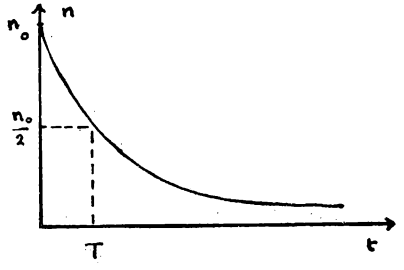
$$\frac{dn}{dt} = -\lambda n$$

Comme n diminue nous avons un signe —. Vous voyez donc que le nombre d'atomes qui disparaît par unité de temps est proportionnel au nombre d'atomes présents.

Les variables se séparent et l'on a : $\frac{dn}{n} = -\lambda\, dt.$

Nous allons maintenant faire une hypothèse fondamentale : *la probabilité de désintégration d'un atome, λ ne dépend pas de l'âge de l'atome : c'est-à-dire λ ne dépend pas du temps.*

Dans ces conditions on a en intégrant Log n = $-\lambda t$ + Cte. Supposons qu'à l'instant initial il y ait n_0 atomes. En faisant t = 0 on a : Log $\frac{n}{n_0} = -\lambda t$ ou sous forme exponentielle $n = n_0 e^{-\lambda t}$.



La courbe représentant la variation de n en fonction du temps sera une exponentielle.

On appellera période d'un élément radioactif le temps nécessaire pour que la moitié des atomes radioactifs se soient désintégrés.

Ainsi au temps 0, $n = n_0$; lorsque $n = \frac{n_0}{2}$. Le temps correspondant sera la période.

La période est une caractéristique fondamentale d'un élément radioactif.

D'un radio-élément à l'autre elle peut d'ailleurs varier considérablement.

Ainsi ^{238}U 4,5. 10^9ans

Radium 1.620 ans

^{131}I 8 jours

et certains corps ont même des périodes de quelques secondes ou fractions de seconde.

Revenons à $n = n_0 e^{-\lambda t}$ si $t = T$ $n = \dfrac{n_0}{2}$

donc : $\dfrac{n_0}{2} = n_0 e^{-\lambda T} \rightarrow e^{-\lambda T} = \dfrac{1}{2}$

$$-\lambda T = \text{Log} \frac{1}{2}$$

$$T = \frac{\text{Log } 2}{\lambda} = \frac{0{,}693}{\lambda}$$

On voit que T est inversement proportionnel à λ. *Donc plus la probabilité de désintégration par unité de temps d'un atome est grande, plus la période est petite.*

Lorsque la période T_A d'un élément est beaucoup plus grande que celle de l'élément fils T_B : $T_B \ll T_A$ on arrive rapidement à un équilibre dit séculaire tel que $\dfrac{n_B}{n_A} = \dfrac{T_B}{T_B}$.

Je vous ai dit tout à l'heure que le nombre de désintégrations par unité de temps d'un échantillon radioactif, s'appelait l'activité de cet échantillon.

L'unité d'activité est le Curie : c'est l'activité d'un échantillon qui est le siège de $3{,}7.10^{10}$ désintégrations par seconde.

En médecine, on utilise des sous-multiples : $m\,C = 10^{-3}$

$\mu\,C = 10^{-6}$

$p\,C = 10^{-12}$

III. — LES REACTIONS NUCLEAIRES

Je vous ai déjà dit que le noyau était le support des caractères d'un atome et que si l'on ajoutait à ce noyau un élément supplémentaire, l'atome dont il fait partie allait changer de nature.

On réalise ce que j'ai déjà appelé une *transmutation*, c'est-à-dire que l'on part d'un atome A, on ajoute à son noyau des constituants supplémentaires et on obtient un noyau C.

Au cours de cette transmutation il va donc y avoir interaction entre le noyau de l'atome A et les constituants qu'on veut lui ajouter.

Cette interaction constitue ce que l'on appelle une réaction nucléaire provoquée.

A. — PROJECTILES UTILISES.

Pour réaliser ces réactions nucléaires provoquées il faut donc bombarder les noyaux A avec des projectiles convenables, pour que ces projectiles s'incorporent au noyau.

Comme la cible est très petite il faudra donc réaliser ce bombardement avec un *flux très intense de projectiles*. Ces projectiles peuvent être chargés ou non chargés électriquement.

Chargés :

Les projectiles chargés sont le *proton, les rayons* α, ou alors des *fragments de noyaux.*

Ces projectiles sont chargés positivement donc ils vont être repoussés par le noyau positif et ne peuvent que difficilement franchir la barrière de potentiel du noyau et y pénétrer.

Pour faciliter cette pénétration dans le noyau on est obligé de communiquer de très grandes énergies à ces particules.

Pour communiquer ces grandes énergies on accélère ces particules dans des accélérateurs de particules : *cyclotron, synchro-cyclotron...*

Non chargés :

A l'inverse, les particules non chargées comme les neutrons ou les photons γ ne sont pas repoussées par le noyau et sont facilement absorbées. Nous reviendrons sur le mécanisme des réactions à base de neutrons.

Quoi qu'il en soit, répétons-le, après ces réactions nucléaires le noyau obtenu est différent du noyau de départ.

Ce noyau d'arrivée peut être *stable,* mais comme nous le verrons tout à l'heure le noyau d'arrivée peut être radioactif même si le noyau de départ était stable.

Notons enfin que le cas de l'incorporation de photons γ est très particulier. Dans cette réaction, en effet, on ne communique au noyau que de l'énergie et pour se débarrasser de cet excédent d'énergie le noyau va parfois éjecter un de ses constituants neutron ou proton.

B. — TYPES DE REACTIONS.

— **Rayons α :**

La première réaction nucléaire fut réalisée par RUTHERFORD à l'aide de Rα.

$$^{4}_{2}\alpha + {}^{14}_{7}N \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{17}_{8}O$$

C'est un isotope de l'oxygène.

On dit qu'il s'agit d'une réaction (α, p.)

Ces réactions à base de Rα ont également été à la base de la découverte du neutron par CHADWICK.

$$^{4}_{2}\alpha + {}^{9}_{4}Be \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{12}_{6}C$$

Réaction (α, n).

Enfin, c'est toujours grâce au Rα que I. et F. JOLIOT-CURIE ont découvert la *radioactivité artificielle.* En bombardant de l'aluminium avec des Rα ils constataient qu'ils obtenaient un isotope du phosphore.

$$^{4}_{2}\alpha + {}^{27}_{13}Al \rightarrow {}^{1}_{0}n + {}^{30}_{15}P^{*}$$

Mais cet isotope du phosphore se révélait être radioactif.

Cette découverte est fondamentale car on a pu préparer artificiellement des isotopes radioactifs de très nombreux éléments stables. Ainsi, on peut préparer des isotopes radioactifs de l'iode, du phosphore, de l'argent, etc.

— **Protons :**

$$^{1}_{1}p + {}^{7}_{3}Li \rightarrow {}^{8}_{4}Be^{*} + {}^{0}_{0}\gamma \qquad (p, \gamma)$$

— **Neutrons :**

Je vous l'ai dit, les neutrons n'étant pas chargés se révèlent des agents de transmutation très efficaces. On les différencie suivant les valeurs de leur énergie W.

Neutrons thermiques	$W < 0{,}04$ eV
Neutrons lents	$W < 100$ eV
Neutrons intermédiaires	$W < 100$ keV
Neutrons rapides	$W > 100$ keV

De plus, si l'on étudie la facilité de la capture du neutron en faisant varier son énergie, on constate que pour certaines valeurs de cette énergie la capture par un noyau donné est très facile : *on dit qu'il y a résonance.*

Et d'ailleurs pour exprimer la facilité de la capture, on utilise une grandeur analogue à une surface qui est la *section efficace.* Cette grandeur sert aussi à caractériser les autres réactions.

$$^{32}_{16}S + {}^{1}_{0}n \rightarrow {}^{1}_{1}p + {}^{32}_{15}P^{*} \qquad (n, p)$$

$$^{1}_{0}n + {}^{238}_{92}U^{*} \rightarrow {}^{0}_{0}\gamma + {}^{239}_{92}U^{*} \qquad (n, \gamma)$$

$$^{239}_{92}U^{*} \xrightarrow{\nearrow\beta} \text{Neptunium}^{*} \xrightarrow{\nearrow\beta} \text{Plutonium}^{*}$$

$$\xrightarrow{\nearrow\alpha} \text{Uranium 235}$$

Une autre réaction à base de neutrons est la fission que nous étudierons bientôt.

Les neutrons sont des projectiles très souvent utilisés. Ils permettent en particulier d'obtenir de nombreux isotopes radioactifs, ainsi le phosphore radioactif, le cobalt 60 radioactif, etc.

IV. — ENERGIE NUCLEAIRE

La radioactivité est un phénomène exoénergétique. C'est ainsi qu'un gramme de radium dégage 135 calories/heure. Or la radioactivité est un phénomène purement nucléaire. Cette énergie dissipée est donc fournie par le noyau qui apparaît ainsi comme un réservoir d'énergie. Nous allons maintenant essayer de concevoir comment le noyau peut fournir de l'énergie.

A. — ENERGIE DE LIAISON.

Considérons un noyau contenant N neutrons et Z protons, théoriquement si on fait la somme des masses des N neutrons et des Z protons on devrait retrouver un chiffre égal à la masse atomique A_r.

Or il n'en est rien et si l'on effectue cette somme on trouve non pas A_r mais un nombre supérieur A_c : $A_c > A_r$. *Cela veut dire que la somme des masses des protons et des neutrons pris séparément est supérieure à la masse du noyau qu'ils constituent.*

La différence $A_c - A_r$ est appelée *défaut de masse.*

Tout se passe donc comme si la combinaison des N neutrons et des Z protons pour former un noyau s'accompagnait d'une perte de masse c'est-à-dire d'une perte de matière de la part de ces neutrons et ces protons.

Cette matière perdue va obligatoirement se retrouver sous une forme ou sous une autre et nous allons voir qu'on va la retrouver sous forme d'énergie.

En effet, une des conséquences de la théorie de la relativité est que la masse m est équivalente à une énergie mC^2 où C est la vitesse de la lumière.

$$W = mC^2 \quad \text{(Pour l'électron } m_0C^2 = 0{,}51 \text{ MeV)}$$

On peut donc concevoir des transformations d'énergie en matière et réciproquement des transformations de matière en énergie.

C'est précisément une transformation de ce type qui se produit lorsque les N neutrons et les Z protons se rassemblent pour former le noyau. La masse disparue y revêt l'aspect énergie et si on appelle L cette énergie on a donc :

$$L = (A_c - A_r)\, C^2$$

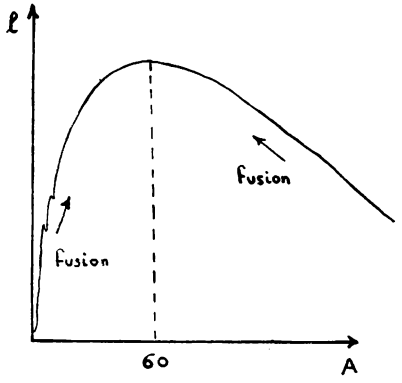
Et cette énergie L va servir à assurer la liaison entre les particules et assurer la stabilité du noyau.

On peut donc écrire :

$$\text{Masse des } (Z + N) \text{ particules} = \text{masse du noyau} + L$$

Cette énergie L va se répartir entre tous les nucléons. Donc *l'énergie de liaison par nucléon est :*

$$\ell = \frac{L}{Z + N}$$



La valeur de ℓ vous le voyez, est une mesure de cohésion des nucléons. *Plus l est grand* c'est-à-dire plus la perte de masse est grande, *plus les nucléons sont solidement liés entre eux et plus le noyau est stable.* On a pu étudier les variations de l dans les différents noyaux connus. On trace une courbe avec l en ordonnée et le nombre de masse A = N + Z en abscisse (Packing-fraction).

On constate que pour les éléments légers cette courbe est ascendante jusqu'à A = 60 environ, puis elle décroît. Cela veut dire donc que les noyaux pour lesquels A $\simeq$ 60 seront les plus stables. Cette courbe montre également que les noyaux légers vont avoir tendance à s'agglomérer, on dit *fusionner.*

En effet, deux noyaux légers en fusionnant donnent un noyau fils pour lequel l est plus grand, donc ce noyau est plus stable. Inversement certains noyaux lourds vont avoir tendance à se briser en deux morceaux : on dit *qu'il y a fission.*

En effet en subissant la fission un noyau lourd donne deux noyaux plus légers pour lesquels l est plus grand donc ces noyaux sont plus stables.

B. — NOYAUX LOURDS.

Cette courbe nous permet également de comprendre pourquoi les atomes radioactifs naturellement sont en général des atomes lourds comme le radium et l'uranium.

La radioactivité est en effet un moyen pour eux de se rapprocher du maximum de la courbe. Ainsi par exemple l'émission d'un Rα fait diminuer A de 4 unités et le noyau fils a un l plus grand.

En outre si l'on mesure la masse du noyau fils m et la masse du Rα m' on constate que :

$$m + m' < M \text{ masse du noyau de départ}$$

Il y a donc perte de masse et c'est ce qui explique *le dégagement d'énergie lors de l'émission de particules α par le radium, par exemple, ainsi que l'accélération des particules émises.*

Mais pour les noyaux lourds le phénomène le plus important est la *fission* c'est-à-dire se partager en deux noyaux fils. Tous les atomes lourds ne sont pas fissiles et le premier découvert fut un isotope de l'uranium, l'U 235. Cette fission est provoquée par des neutrons. Ainsi sous l'influence d'un neutron l'U 235 va se briser et donner par exemple du baryum et du krypton et *trois neutrons* en moyenne.

Cette fission dégage une énergie énorme et on peut facilement concevoir comment.

Supposons que le noyau lourd soit $^{2\,A}_{2\,Z}X$ et que par fission il donne deux noyaux identiques $^{A}_{Z}Y$.

$$^{2\,A}_{2\,Z}X \rightarrow 2\ ^{A}_{Z}Y$$

Remarquons que ce schéma est faux mais facilite la compréhension du phénomène, l'énergie de liaison par nucléons pour X est ℓ pour Y ℓ' et on a : $\ell < \ell'$ puisque Y a un A plus petit que celui de X.

En considérant X, on peut écrire :

Masse des 2 A nucléons = masse de X + 2 A ℓ

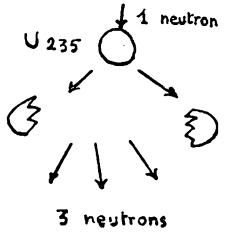
En considérant Y on a :

Masse des 2 A nucléons = 2 (Masse de Y + A ℓ').

d'où : Masse de X $\rightarrow$ 2 masses de Y + 2 A $(\ell' - \ell)$.

Donc l'énergie apparue dans la *fission* 2A *($\ell' - \ell$) est positive et c'est cette énergie qui est considérable.*

Ayant ainsi montré que la fission dégage de l'énergie, revenons à la réaction elle-même. On peut la schématiser ainsi :



Donc en partant d'un neutron on en obtient trois, *d'où possibilité de réaction en chaîne.*

Mais seul l'U 235 est fissile, l'uranium 238, lui, ne l'est pas et je vous ai déjà indiqué que lorsqu'il recevait une neutron il l'absorbait pour donner du neptunium. Or dans un bloc d'uranium naturel il y a beaucoup d'atomes d'uranium 238 et très peu de 235. Donc les trois neutrons émis lors de la fission d'un noyau d'uranium 235 vont avoir très peu de chances de rencontrer un autre atome d'uranium 235, ils se font absorber et la réaction s'arrête.

Il fallait donc trouver un moyen d'entretenir cette réaction. A l'heure actuelle on en connaît deux : le réacteur nucléaire où la réaction en chaîne est contrôlée, de ce fait l'énergie n'est libérée que petit à petit et peut servir à des fins industrielles. Le deuxième moyen est constitué par la bombe atomique où la réaction n'est pas contrôlée et de ce fait l'énergie est libérée brutalement.

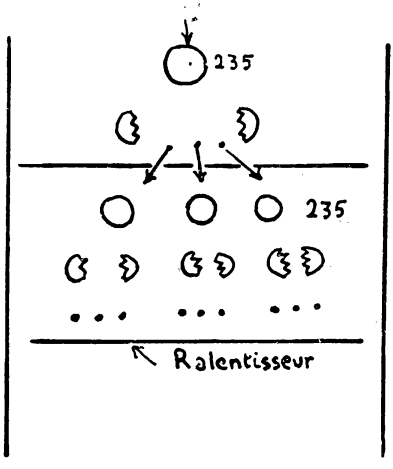
a) **Réacteur ou pile atomique :**

Les piles sont basées sur la constatation que les *neutrons lents ont une très grande affinité pour l'uranium 235,* par contre l'uranium 238, lui, est insensible à ces mêmes neutrons lents.

De ce fait, si on dispose de neutrons lents, même s'il y a beaucoup de noyaux d'uranium 238 et peu d'uranium 235, ces neutrons lents vont être captés par l'uranium 235 qui va fissionner et produire d'autres neutrons et la réaction en chaîne s'amorce.

Or les neutrons émis par l'uranium 235 sont rapides, il faut donc pour les utiliser les ralentir.

Pour cela on leur fait traverser un ralentisseur : eau lourde, graphite. Une pile peut donc se schématiser de la matière suivante :



1 neutron + U 235 → 3 neutrons, on les ralentit, ils vont fissionner.

3 U 235 → 9 neutrons, on les ralentit et ainsi de suite.

En outre pour éviter que des neutrons puissent s'égarer hors de la pile on l'entoure d'un réflecteur qui renvoie les neutrons pour qu'ils participent à la réaction.

Mais si on laisse les choses aller ainsi la réaction va s'emballer et le ralentisseur va s'évaporer ou brûler.

De ce fait la réaction s'arrête et la pile est détériorée. Il faut donc se débarrasser d'un certain nombre de neutrons et ne garder que juste le nombre nécessaire à entretenir la réaction. Pour cela on introduit dans la pile une substance très avide de neutrons, du cadmium, par exemple. On dispose de barres de cadmium qu'on peut faire pénétrer plus ou moins dans la pile et de ce fait éliminer plus ou moins de neutrons.

Cette fission ainsi contrôlée va dégager de l'énergie donc de la chaleur, il faut refroidir la pile, on utilise divers refroidisseurs : eau, CO_2 comprimé, Na fondu, etc.

Les piles ont deux usages parmi tant d'autres :

— Elles représentent une source inépuisable de neutrons qui permettent de nombreuses réactions nucléaires.

— Elles dégagent de la chaleur qui chauffe l'eau, d'où production de vapeur qui actionne des turbines dans les centrales électriques.

b) **Bombe :**

Le deuxième procédé pour obtenir une réaction en chaîne consiste à augmenter le nombre de noyaux d'uranium 235 contenus dans l'uranium.

De cette manière les neutrons rapides ont des chances de provoquer de nouvelles fissions et de déclencher la réaction.

Cependant, si la masse d'uranium dont on dispose est trop petite, beaucoup de neutrons vont s'échapper à l'extérieur et vont se perdre. Il faut donc disposer d'une masse suffisante : *on appelle masse critique la masse au-dessus de laquelle la réaction en chaîne s'amorce.*

Pour réaliser une bombe on utilise donc de l'uranium considérablement enrichi en uranium 235 et on en prépare deux masses M_1 et M_2 inférieures chacune à la masse critique M_c mais telle que $M_1 + M_2 > M_c$.

On les projette l'une sur l'autre, la réaction s'amorce et la libération d'énergie se fait brutalement.

C. — NOYAUX LEGERS.

Je vous ai déjà dit que les noyaux légers ont tendance à fusionner pour donner un noyau fils dont le ℓ c'est-à-dire l'énergie de liaison par nucléon, est plus grand.

Une réaction de fusion peut se schématiser :

$$2\ {}^{A}_{Z}X_{\ell} \rightarrow {}^{2A}_{2Z}Y_{\ell'} \qquad \text{avec } \ell' > \ell$$

Un raisonnement analogue à celui de la fission montre que lors de la fusion une énergie énorme se dégage.

Dans la bombe à H_2 la réaction utilisée consiste à faire réagir du tritium sur du deuterium ${}^{3}_{1}H$ et ${}^{2}_{1}H$.

Mais pour arriver à réaliser cette fusion il faut communiquer une grande énergie à ces noyaux.

Pour cela on les porte à très haute température à l'aide d'une bombe à fission qui sert de détonateur.

Dans le soleil ce sont des fusions d'hydrogène en hélium qui sont à la source de son énergie.

CHAPITRE III

RAYON X

I. — PRODUCTION DES RAYONS X

Les rayons X sont des radiations électromagnétiques de petite longueur d'onde, donc les quanta $h\nu$ sont importants.

Leur production obéit donc au schéma général de production des rayonnements électromagnétiques : toutes les fois que l'on communique de l'énergie à des molécules, des atomes ou des noyaux, ceux-ci passent à un niveau énergétique supérieur.

En revenant au niveau d'énergie de départ, ils perdent l'énergie acquise et dans certaines conditions cette énergie pourra se retrouver sous forme de quanta électromagnétiques $h\nu$.

Suivant la valeur de l'énergie perdue on aura donc des quanta plus ou moins gros et on pourra donc avoir des R γ ou X, des U.V., du visible, de l'infrarouge...

Donc pour obtenir des rayons X l'énergie mise en jeu devra être grande.

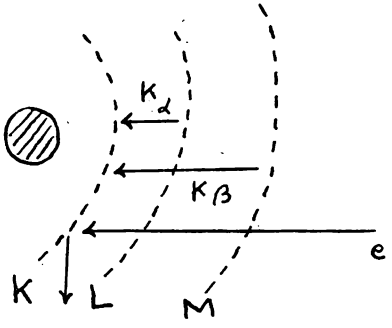
A. — PRINCIPE DE L'EMISSION.

Tout le problème va donc consister à communiquer à des atomes lourds de l'énergie en quantité suffisante.

Pour cela on bombarde des atomes de tungstène, par exemple, avec des électrons extérieurs de forte énergie : 100 keV par exemple.

L'émission des rayons X va alors se faire selon deux modes:

α) Ionisation :



Lorsque les électrons projectiles très rapides arrivent sur un atome de tungstène, ils vont lui arracher des électrons. Supposons, par exemple, qu'ils arrachent un électron de la couche K.

Dans cet état l'atome de tungstène est instable et un électron des couches plus externes va venir occuper cette place libre.

Si l'électron de remplacement vient de la couche L, en redescendant sur K il perd l'énergie $W_L - W_K$ et cette énergie perdue se retrouve sous forme d'un quantum $h\nu$

$$W_L - W_K = h\nu, \text{ ce quantum est baptisé K } \alpha$$

Si l'électron de remplacement vient de M on a émission de :

$$W_M - W_K = h\nu' \qquad \text{baptisé K } \beta$$

Et ces quanta sont bien des rayons X : en effet dans le cas du tungstène

$$W_M - W_K = 69{,}2 \text{ keV} \qquad \text{soit } \lambda = 0{,}18 \text{ Å}$$

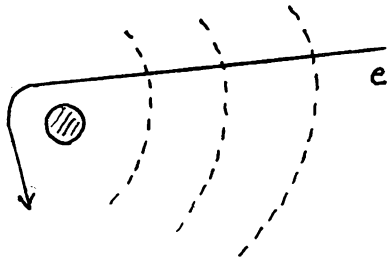
On va donc avoir émission de quanta X bien définis que l'on répertorie de la manière suivante :

On écrit la lettre du niveau d'arrivée K par exemple et en index on écrit α si l'électron vient de L : $K\alpha$; β s'il vient de M, etc.

De même on a les raies L α, L β, ...

Vous voyez donc que ces quanta ont des valeurs qui ne dépendent que des valeurs des énergies des niveaux de départ et d'arrivée, donc les fréquences des raies X émises par ionisation sont caractéristiques de l'atome émetteur.

β) **Emission par freinage :**



C'est le deuxième mode d'émission des rayons X. Supposons que certains des électrons projectiles aient réussi à traverser la couronne d'électrons de l'atome cible et qu'ils parviennent près du noyau de celui-ci. Ils vont être violemment freinés par ce noyau positif, ils vont donc perdre une énergie ΔW et cette énergie perdue va se retrouver sous forme de quantum électromagnétique : $h\nu = \Delta W$.

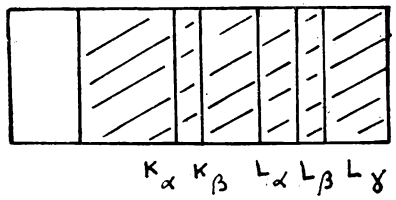
Ces quanta sont des rayons X, en effet supposons que les électrons projectiles aient une énergie de 100 keV et que l'un d'eux soit totalement arrêté $\Delta W = 100$ keV, d'où $h\nu = 100$ keV et $\lambda = 0{,}12$ Å.

Mais cet exemple représente le cas extrême où l'électron est totalement arrêté. En réalité les électrons projectiles peuvent être freinés de manière très variable, car ils passent plus ou moins près du noyau de l'atome cible.

De ce fait l'énergie $\Delta W = h\nu$ peut présenter des valeurs très variables, on aura donc des quanta *$h\nu$ de grosseurs diverses.*

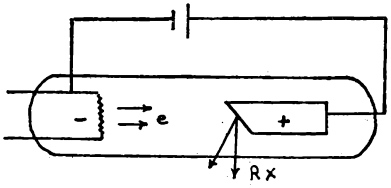
Donc, entre certaines limites on pourra avoir toutes les longueurs d'onde possibles pour les rayons X émis. On dit que les rayons X émis par freinage présentent un *spectre continu* ou bien qu'ils représentent le *fond continu.*

Et vous voyez que les longueurs d'onde des rayons X émis par freinage ne sont pas caractéristiques de l'atome émetteur, mais dépendent surtout de l'énergie des électrons projectiles.



Supposons maintenant qu'à l'aide d'un spectroscope spécial on arrive à étaler les longueurs d'onde des rayons X émis par des atomes de tungstène : les rayons X émis par freinage ont toutes les longueurs d'onde possibles et forment le *fond continu,* et sur ce fond continu se détachent les raies dues à l'ionisation.

γ) **Tube de Coolidge :**



Dans un tube Coolidge se trouvent réalisées toutes les conditions nécessaires à l'obtention de rayons X. C'est une enceinte de verre dans laquelle on a réalisé un vide poussé. Dans cette enceinte, on place un filament et en regard de lui une pièce métallique en tungstène.

Le filament est porté à un potentiel négatif (cathode), la pièce métallique à un potentiel positif (anticathode ou anode). Si on chauffe le filament il émet des électrons. Sous l'influence de la différence de potentiel entre filament et anode les électrons sont violemment accélérés et se précipitent sur l'anode et là engendrent la production de rayons X par un des mécanismes que nous venons d'étudier.

Comme l'anode est taillée en biseau, ces rayons X sont émis vers le bas.

Si V est la d.d.p. régnant entre anode et cathode, l'énergie acquise par ces électrons est eV électrons-volts (si V est exprimé en volts).

Or ces électrons acquièrent une certaine vitesse v donc leur énergie est :

$$\frac{1}{2} m v^2, \text{ donc } eV = \frac{1}{2} m v^2$$

Ainsi des électrons accélérés par 100.000 volts acquièrent l'énergie de :

$$100.000 \text{ eV} = 100 \text{ keV}$$

B. — ETUDE DES RAYONS X EMIS.

1° Courbe de répartition spectrale :

Vous le savez, les faisceaux de radiations électromagnétiques transportent de l'énergie W.

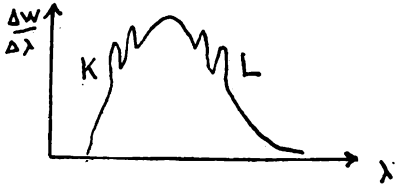
Considérons un faisceau formé de toutes les λ entre deux limites, son énergie totale est W, mais chaque λ ne va pas transporter la même fraction de l'énergie.

Ainsi une tranche de λ : $\Delta\lambda$ va transporter une énergie ΔW.

Traçons une courbe en portant en ordonnées $-\frac{\Delta W}{\Delta \lambda}$ et en abscisse les λ.

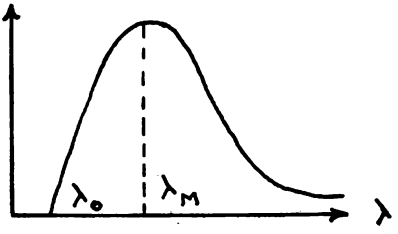
On obtient une *courbe de répartition spectrale de l'énergie.*

Si l'on trace une telle courbe pour les rayons X émis par un tube de Coolidge, elle a l'aspect dessiné.



Le fond continu se traduit par une courbe continue sur laquelle se détachent des pics dus aux raies K_α K_β, etc.

2° Spectre continu :



Faisons maintenant abstraction des raies et ne considérons que le spectre continu. Ce spectre est donc formé par une suite ininterrompue de λ et la courbe de répartition spectrale offre un aspect en cloche.

Elle débute brutalement pour une certaine λ : λ_o, passe par un maximum et décroît ensuite. Le maximum correspond à une certaine λ : λ_M.

La longueur d'onde λ_o correspond à la *valeur la plus petite que puisse prendre la longueur d'onde des rayons X émis,* c'est-à-dire la plus grande valeur possible de la fréquence : ν_o.

Or $h\nu = \Delta W$ perdue par l'électron. Donc la plus grande fréquence possible ν_o correspond à la plus grande perte d'énergie possible de la part des électrons projectiles. Or l'électron projectile possède l'énergie eV ; la plus grande perte d'énergie qu'il puisse subir est eV, d'où : $h\nu_0 = eV$.

Cela veut dire que l'électron est arrêté totalement donc :

$$\nu_o = \frac{eV}{h}$$

Or vous savez que la fréquence $\nu = \frac{1}{T}$

De plus pour une radiation électromagnétique de vitesse C : $\lambda = CT$.

C vitesse de la lumière donc : $\lambda = \frac{C}{\nu}$ d'où $\lambda_o = \frac{Ch}{eV}$

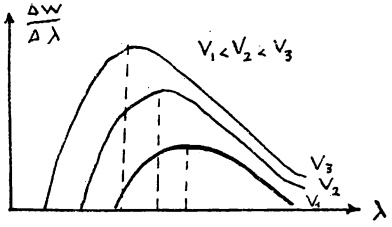
En remplaçant les lettres par leur valeur :

$$\lambda_o \text{ Å} = \frac{12.350}{V_{volts}}$$ **LOI DE DUANE ET HUNT**

D'autre part, on voit que la courbe présentait un maximum pour $\lambda = \lambda_M$. *Cela veut dire que la majorité des rayons X émis vont posséder cette* λ.

Et on peut montrer que : $\lambda_M = 1{,}5\ \lambda_o$

Enfin il existe une loi reliant l'intensité I du faisceau des rayons X émis à l'intensité i du courant circulant dans le tube.



$I = K\ Z\ V^2\ i$

K = Cte.

Z = numéro atomique anticathode.

V = d.d.p. régnant dans le tube.

Si l'on veut augmenter l'intensité I du faisceau sans modifier la longueur d'onde, il suffit d'augmenter le chauffage du filament : le nombre d'électrons émis augmente donc i augmente et par suite I.

Donc quand *V augmente* $\lambda_0 = \frac{12.350}{V}$ diminue ; les rayons émis sont plus énergiques donc *plus pénétrants.*

D'autre part, comme $\lambda_M = 1{,}5\ \lambda_0$ quand V augmente λ_M se rapproche des petites longueurs d'onde.

Enfin notons que $I = \frac{\Delta W}{\Delta \lambda}$, donc I variant comme V^2, au fur et à mesure que V augmente les courbes de répartition spectrale prennent les formes dessinées : l'énergie totale transportée par le faisceau augmente au fur et à mesure que V augmente.

Signalons enfin que c'est uniquement le *fond continu qui intéresse les médecins pour la pratique radiologique.* Les physiciens, eux, sont intéressés par le spectre de raies.

3° Spectre de raies :

Rappelons que les raies sont dues à des ionisations de l'atome cible : raies $K\alpha$, $K\beta$ lorsque c'est la couche K qui est ionisée, $L\alpha$, $L\beta$ lorsque c'est la couche L, et enfin les raies du groupe M. *Il est bien évident que les* λ *de la série K seront plus courtes que celles de la série L puisqu'elles correspondent à un saut d'énergie plus grand.*

Considérons donc un tube de Coolidge, et supposons qu'au départ la d.d.p. entre anode et cathode soit O et faisons croître cette valeur à partir de O. Il arrive un moment où $V = V_M$ tel que l'énergie communiquée aux électrons projectiles soit $|W_M|$ énergie d'ionisation de la couche M : à ce moment les *raies de la série M apparaissent.*

Si on continue à augmenter V on arrive à $V = V_L$ tel que l'énergie des électrons soit $|W_L|$ énergie d'ionisation de la couche L : *les raies de la série L apparaissent.*

Puis on arrive à $V = V_K$ correspondant à $|W_K|$ de la couche K et les raies K apparaissent.

Et l'on a : $V_K > V_L > V_M$ puisque $|W_K| > |W_L| > |W_M|$

Ces potentiels sont appelés *potentiels caractéristiques des niveaux.*

Ces raies sont caractéristiques de l'anticathode puisqu'elles dépendent des énergies d'ionisation des électrons des atomes de l'anticathode. MOSELEY a établi une loi reliant la fréquence de la raie au numéro atomique des atomes de l'anticathode Z.

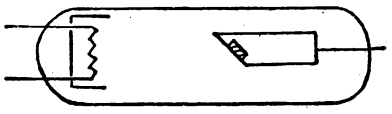
$$\nu_j = A_j (Z - B_j)^2$$

où A_j et B_j sont des constantes caractéristiques de la raie j considérée.

II. — TECHNOLOGIE DE RAYONS X

A. — TUBE COOLIDGE.

Les tubes producteurs de rayons X répondent à la description sommaire du tube Coolidge que nous avons donnée tout à l'heure. Nous allons cependant préciser quelques points techniques.



La cathode est un filament de tungstène chauffé mais pour éviter que les électrons émis ne divergent elle est entourée d'une pièce métallique négative qui focalise les électrons : c'est la *pièce de concentration.*

L'anticathode est constituée par une masse de cuivre taillée en biseau. Dans le biseau est sertie une plaque de tungstène qui va recevoir le faisceau d'électrons.

Mais l'échauffement de cette pièce est considérable. Supposons par exemple que le tube soit alimenté sous 75.000 volts et 4 mA pour une radioscopie.

La puissance consommée est de $75.10^3 . 4.10^{-3} = 300$ watts.

Or le rendement d'un tube en rayons X est de $\frac{1}{100}$.

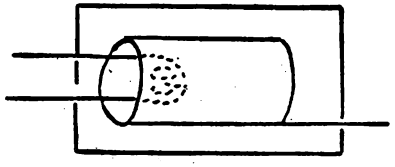
Donc 297 watts vont être dissipés sous forme de chaleur. Il faut donc refroidir le tube. Pour cela il est *plongé dans une cuve à huile.*

La tension entre anode et cathode est fournie au tube par un transformateur élévateur de tension. Donc le tube est alimenté en courant alternatif. Pendant une alternance de $\frac{1}{50^e}$ de seconde la cathode est négative et l'anode positive : il y a émission des rayons X.

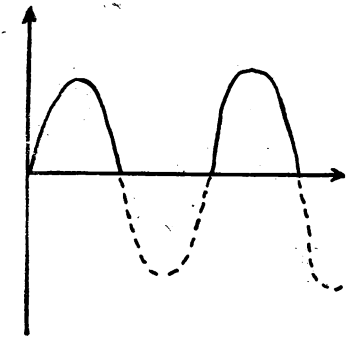
Mais pendant l'alternance suivante de $\frac{1}{50^e}$ de seconde les polarisations s'inversent, la cathode devient positive, l'anode négative. Tant que l'anode reste froide, l'inconvénient n'est pas grave : l'émission des rayons X n'a pas lieu pendant cette alternance et le tube émet un faisceau de rayons X haché. Mais dans les installations puissantes, malgré le refroidissement, l'anode est portée au rouge, de ce fait, lorsqu'elle est négative, elle va émettre des électrons qui vont aller frapper le filament et détériorer le tube. Il convient donc d'arrêter cette onde inverse et pour cela on utilise des diodes de forme spéciale, les *kénotrons.*

B. — KENOTRONS.

Les kénotrons sont constitués par de grosses diodes.



La cathode est un filament chauffé, l'anode est un cylindre métallique entourant la cathode. Si on alimente cette diode en alternatif, à une alternance, le cylindre est positif et attire les électrons émis par le filament : le courant passe.

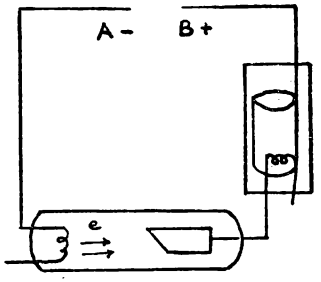


A l'alternance suivante le cylindre est négatif, les électrons sont repoussés, le courant ne passe pas.

Dans un kénotron l'anode n'est jamais très chaude, en effet sa surface est grande et les électrons qui la frappe ne sont pas focalisés, de ce fait la résistance électrique est quasiment nulle et l'énergie $R\ i^2\ t$ qui s'y dissipe est négligeable.

Donc l'anode restant froide, l'onde inverse sera toujours arrêtée.

1° **Montage à un kénotron :**



On branche le kénotron entre le secondaire du transformateur et le tube Coolidge selon le schéma ci-contre.

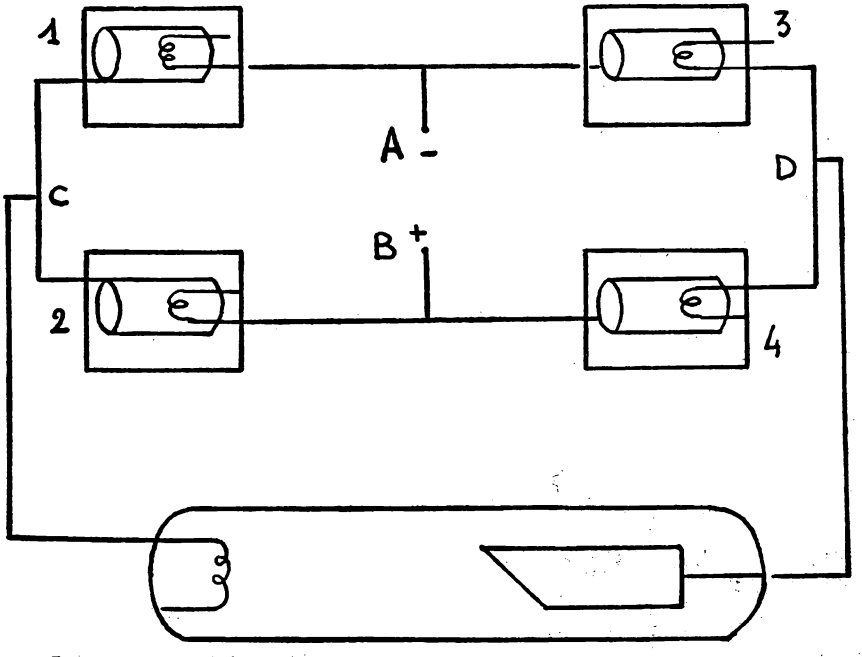
Quand la borne A est négative, la borne B positive le courant traverse le kénotron et donc le tube Coolidge : il y a émission de rayons X.

A l'alternance suivante A est +, B est — les électrons ne traversent pas le kénotron donc il n'y a pas émission de rayons X.

Donc l'anode du tube Coolidge n'est jamais soumise à une tension négative, mais on se prive d'une alternance sur deux du courant alternatif.

D'où le montage à quatre kénotrons :

2° **Montage à quatre kénotrons :**



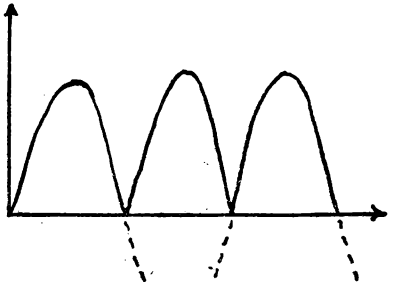
Les quatre kénotrons sont montés conformément au schéma ci-dessus.

A et B sont les deux bornes du secondaire du transformateur d'utilisation. A la première alternance si B est positif et A négatif, les électrons traversent le kénotron 1 branché dans le bon sens.

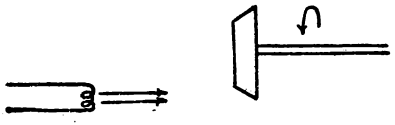
Arrivés en C ils ne peuvent pas traverser le kénotron 2 puisque l'anode froide de ce kénotron ne les laisse pas passer, donc ils passent dans le tube Coolidge, ils s'échappent du filament chauffé, passent dans l'anode et arrivent en D, là ils ne peuvent pas passer par le kénotron 3 car son anode est négative, ils passent donc dans le kénotron 4 branché dans le bon sens.

A l'alternance suivante A devient positif et B devient négatif, les électrons suivent le trajet : kénotron 2 - tube Coolidge - kénotron 3.

Vous voyez donc qu'avec ce dispositif, quelle que soit l'alternance, les électrons arrivent toujours sur le filament du tube Coolidge. Ce filament est donc toujours polarisé négativement et quelle que soit l'alternance du courant il y a toujours émission de rayons X. Donc les deux alternances sont utilisables puisque l'une d'elles est redressée (cf. schéma ci-contre).



Ces montages permettent l'utilisation de grandes puissances. Et dans certains cas pour éviter un échauffement trop intense de l'anode on utilise une anode tournante de manière à ce que le point d'impact des électrons ne soit jamais le même.

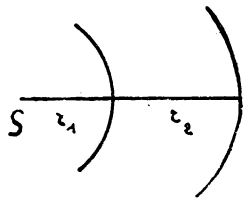


CHAPITRE IV

ABSORPTION DES RAYONNEMENTS PAR LA MATIERE

I. — RAYONNEMENT ELECTROMAGNETIQUE γ ET X

Avant d'en arriver à l'étude de l'absorption proprement dite nous allons très rapidement étudier l'affaiblissement d'un faisceau électromagnétique en fonction de la distance.



Considérons donc une source de rayonnement S et appelons W l'énergie qu'elle émet par seconde.

A la distance r_1 de S cette énergie traverse une sphère de centre S de rayon r_1.

L'énergie par unité de surface c'est-à-dire l'intensité du faisceau est :

$$I_1 = \frac{W}{4\pi r_1^2}$$

A la distance r_2 la sphere a pour rayon r_2 et $I_2 = \dfrac{W}{4\pi r_2^2}$

$$\frac{I_2}{I_1} = \frac{r_1^2}{r_2^2} \qquad \text{supposons que } r_1 = 1 \qquad I_2 = \frac{I_1}{r_2^2}$$

Donc l'intensité d'un faisceau électromagnétique varie comme l'inverse du carré de la distance à la source.

Notons que cette loi est très générale et s'applique à tous les rayonnements électromagnétiques quelle que soit leur longueur d'onde.

Cette loi est valable si le rayonnement ne traverse aucun obstacle.

Supposons maintenant que l'on interpose de la matière sur le trajet d'un faisceau de rayons γ ou X, on constate évidemment que l'intensité émergente est inférieure à l'intensité incidente.

Cela veut dire qu'une partie de ce rayonnement a été absorbée c'est-à-dire qu'il y a eu *interaction entre le rayonnement et la matière.*

Ce phénomène de diminution de l'intensité par traversée de matière est d'ailleurs tout à fait général et se produit avec tous les rayonnements électromagnétiques quelle que soit leur longueur d'onde.

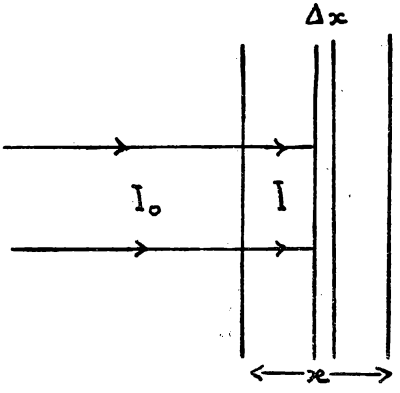
Mais suivant l'énergie véhiculée par les quanta le mécanisme de l'absorption sera différent.

Donc en un premier temps nous allons envisager les choses de manière globale, c'est-à-dire établir la relation entre l'intensité incidente et l'intensité émergente, puis en un deuxième temps nous envisagerons le mécanisme de l'absorption propre aux rayons X et aux rayons γ.

Pour simplifier nous *supposerons que le faisceau est monochromatique c'est-à-dire ne contient qu'une seule longueur d'onde.*

A. — ABSORPTION GLOBALE.

Considérons un faisceau de radiations électromagnétiques monochromatique, d'intensité I_o qui tombe sur une épaisseur x de matière.



Considérons une couche de matière d'épaisseur Δ x elle va absorber la quantité Δ I.

L'intensité sur la face externe est I_o mais à l'arrivée sur la couche Δ x elle n'est plus que I.

Donc la proportion de rayonnement absorbée par Δ x est :

$$\frac{\Delta I}{I}$$

Cette proportion de rayonnement absorbée est évidemment proportionnelle à Δ x. Soit μ le coefficient de proportionnalité pour la longueur d'onde λ.

On a :

$$\frac{\Delta I}{I} = -\mu \Delta x$$ — car diminution.

Il convient de bien noter *que* μ *n'est valable que pour une seule longueur d'onde, chaque* λ *à un coefficient différent.*

μ *est le coefficient d'absorption linéaire.*

Quand Δx tend vers 0 à la limite on a :

$$\frac{dI}{I} = -\mu\, dx \qquad \text{d'où } \text{Log } I = -\mu x + \text{Cte}$$

Quand $x = 0$ $\quad I = I_0$ $\quad \text{Log } I_0 = \text{Cte}$

$$\text{Soit } \text{Log } I = -\mu x + \text{Log } I_0 \qquad \text{ou } \text{Log } \frac{I}{I_0} = -\mu x$$

$$I = I_0\, e^{-\mu x}$$

Remarquons bien que jusqu'à maintenant nous n'avons en rien préjugé de la nature du rayonnement électromagnétique considéré. Donc cette loi est valable aussi bien pour un rayon X que pour un rayon infrarouge.

μ est donc le coefficient linéaire d'absorption et il dépend de la nature du matériau absorbant. Mais il dépend également de la nature du rayonnement envisagé : il est bien évident qu'un infrarouge ne sera pas absorbé de la même manière qu'un rayon X.

Donc le μ de l'infrarouge sera différent de celui d'un rayon X par exemple. Si donc pour l'infrarouge et pour le rayon X la loi générale s'écrit de la même manière le *coefficient* μ *ne va pas avoir la même signification.*

Pour pousser plus loin l'étude du phénomène nous sommes donc obligés de considérer la nature du rayonnement c'est-à-dire son énergie et nous allons nous consacrer aux plus énergiques de ces rayonnements, les rayons X et les rayons γ.

B. — MECANISME DE L'ABSORPTION.

L'interaction entre rayons X ou γ et la matière s'effectue suivant trois processus : effet photoélectrique, effet de diffusion, effet de formation de paires et nous allons étudier ces trois effets. Mais à chacun de ces trois effets va correspondre un coefficient d'absorption τ pour le photoélectrique, σ pour la diffusion, π pour la formation de paires.

μ est le coefficient global, on a donc : $\quad \mu = \tau + \sigma + \pi.$

Ce coefficient global dépend du Z de l'élément traversé, de λ du faisceau incident et du nombre d'atomes rencontré c'est-à-dire de la densité ρ du corps absorbant. Puisque ces coefficients dépendent de la densité du corps traversé, cela veut dire qu'ils dépendent de la nature du corps traversé, mais également de son état physique, ce qui est gênant.

μ dépend donc de ρ. Considérons $\mu_1 = \frac{\mu}{\rho}$ ce quotient de μ par ρ ne dépend donc plus de ρ, donc μ_1 sera caractéristique de la matière traversée et ne dépendra plus de son état physique

$\mu_1 = \frac{\mu}{\rho}$ est appelé *coefficient massique d'absorption*

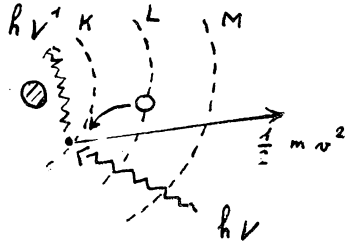
On a également défini des grandeurs analogues pour les trois coefficients partiels τ, σ et π, ce sont :

$$\int \frac{\tau}{\rho}, \int \frac{\sigma}{\rho}, \int \frac{\pi}{\rho} \quad \text{et} \quad \int \frac{\mu}{\rho} = \left| \frac{\tau}{\rho} + \left| \frac{\sigma}{\rho} + \frac{\pi}{\rho} \right. \right.$$

1° **Absorption par effet photoélectrique :**

A cette absorption correspond le coefficient $\frac{\tau}{\rho}$ et ce mécanisme est *prépondérant pour les rayons X de faible énergie.*

On peut le schématiser de la manière suivante :



— 1 photon X d'énergie convenable $h\nu$ frappe un électron de la couche K par exemple, et l'éjecte hors de l'atome : c'est *l'effet photoélectrique proprement dit.*

— Une place va se trouver libre sur K : de ce fait un électron peut passer de L sur K en émettant un rayonnement $h\nu'$: on dit *qu'il y a fluorescence.*

Si l'on veut les phénomènes sont analogues à ceux observés lors de la création des rayons X : *mais dans le cas de la production des rayons X, les projectiles sont des électrons alors qu'ici ce sont des photons qui cèdent toute leur énergie à l'électron éjecté.*

L'étude de l'absorption par effet photoélectrique peut donc se diviser en trois parties : effet photoélectrique, fluorescence, probabilité de l'absorption suivant ce mécanisme.

a) EFFET PHOTOÉLECTRIQUE :

Considérons donc un photon X ou γ $h\nu$ arrivant sur un atome de matériau absorbant. Supposons que $h\nu > |W_K|$ énergie d'ionisation de la couche K. L'électron va donc être éjecté mais on dispose d'un surplus d'énergie :

$h\nu - |W_K|$. Et on a pu montrer que ce surplus d'énergie va servir à accélérer l'électron, c'est-à-dire lui communiquer une vitesse v, donc une énergie cinétique $\frac{1}{2} mv^2$ et on a :

$$h\nu - |W_K| = \frac{1}{2} mv^2$$

ou $$h\nu = |W_K| + \frac{1}{2} mv^2$$

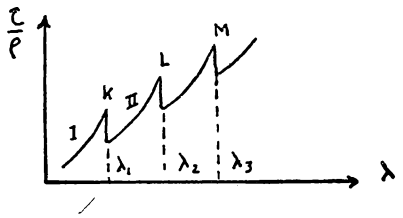
En résumé donc lorsqu'un photon $h\nu$ frappe un électron il disparaît, et son énergie sert d'une part à éjecter l'électron, d'autre part à l'accélérer, donc ce photon va manquer à la sortie du corps absorbant.

b) FLUORESCENCE :

Une place se trouve donc libre sur K. Nous avons déjà vu qu'un électron de L par exemple va venir occuper cette place et de ce fait perd l'énergie : $W_L - W_K$ qui se retrouve sous forme de rayonnement émis. Et ce rayonnement a la fréquence ν' telle que : $W_L - W_K = h\nu'$, et l'on a évidemment dans le cas général $h\nu' < h\nu$, donc $\lambda' > \lambda$ des rayons X.

c) PROBABILITÉ D'ABSORPTION :

Cette probabilité dépend en particulier de l'énergie du photon incident $h\nu$. Nous allons de ce fait tracer la courbe de $\frac{\tau}{\rho}$ en fonction des valeurs de la λ des photons incidents.



Cette courbe traduit bien les variations de $\frac{\tau}{\rho}$ en fonction de l'énergie des photons puisque $\nu = \frac{C}{\lambda}$.

Donc les grandes λ correspondent aux petites énergies.

On constate expérimentalement que la courbe a l'aspect dessiné. Elle est formée d'arcs de courbe séparés par des discontinuités K, L, M, ... correspondant à des λ :
$\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \ldots$

Entre deux discontinuités $\frac{\tau}{\rho}$ varie comme λ^3.

Quand l'énergie augmente $\frac{\tau}{\rho} \to 0$.

Donc chaque arc de courbe peut se représenter par : $\frac{\tau}{\rho} = C_0 \lambda^3$

où C_0 est un coefficient dont la valeur change quand on passe d'un arc à l'autre.

L'arc I correspond à C_{oK}, le II à C_{oL}, etc.

La forme de cette courbe s'explique très simplement en considérant la structure en couche des électrons.

λ_3 par exemple correspond à une fréquence ν_3 telle que $h\nu_3 = |W_M|$ donc ces photons peuvent éjecter un électron de la couche M donc $\frac{\tau}{\rho}$ a une valeur maximum.

Faisons maintenant décroître λ et considérons $\lambda_2 < \lambda' < \lambda_3$ Le photon correspondant est donc : $h\nu_2 > h\nu' > h\nu_3$ c'est-à-dire : $|W_L| > h\nu' > |W_M|$.

Cela veut dire que le photon projectile $h\nu'$ a une énergie bien plus grande que l'énergie d'ionisation de la couche M, il a donc beaucoup moins de chances d'éjecter un électron de M (analogie : une petite cible s'atteint plus facilement avec un fusil qu'avec un canon).

De plus $h\nu' < |W_L|$ donc il ne peut pas ioniser L. On conçoit donc que $\frac{\tau}{\rho}$ diminue.

Si l'on continue à faire décroître λ il arrive un moment où λ_2 c'est-à-dire $h\nu_2 = |W_L|$. A ce moment le photon possède juste l'énergie nécessaire pour ioniser L. Donc $\lambda = \frac{\tau}{\rho}$ remonte brusquement et ainsi de suite. D'où l'aspect en dents de scie de la courbe.

On peut également montrer que $\frac{\tau}{\rho}$ varie de manière identique en fonction de Z numéro atomique de l'élément absorbant.

$$\frac{\tau}{\rho} = C_1 Z^3$$

On peut donc réunir les deux formules et écrire :

$$\frac{\tau}{\rho} \quad C \lambda^3 Z^3, \textbf{ c'est la loi de BRAGG et PIERCE.}$$

Dans cette formule C est un coefficient de proportionnalité $\neq$ pour chaque région comprise entre deux discontinuités.

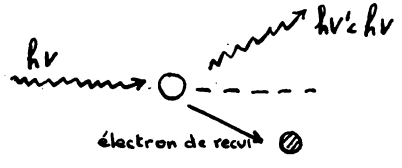
2° **Absorption de diffusion :**

Le deuxième mécanisme d'absorption des rayons X ou γ est celui de diffusion mesuré par $\frac{\sigma}{\rho}$. Elle est due à deux mécanismes différents.

— Le premier est un simple changement de direction sans changement de λ il est de peu d'importance avec le rayon X.

— Le deuxième mécanisme est, par contre, très important avec les rayons X suffisamment énergiques : il s'agit d'une *diffusion avec changement de λ : c'est l'effet Compton.*

Le mécanisme est très simple : un photon X $h\nu$ heurte un électron peu lié des couches très périphériques de l'atome. L'électron heurté prend une certaine vitesse et emporte de ce fait une énergie W : c'est *l'électron de recul.*



Le quantum incident $h\nu$ a donc subit deux phénomènes :

— Il a perdu de l'énergie pour mettre en mouvement l'électron, donc sa fréquence a baissé et est devenue ν' $h\nu' < h\nu$.

— Il a été dévié par le choc donc ne se retrouve plus dans la direction initiale : il manque donc à la sortie du corps absorbant.

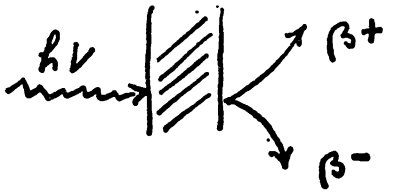
3° **Absorption par matérialisation :**

Vous savez que la matière est une forme d'énergie. Donc on peut avoir transformation de matière en énergie : nous l'avons vu avec la fission. Mais inversement on peut avoir transformation d'énergie en matière. *Donc dans certains cas des rayons X ou rayons* γ *représentant de l'énergie pourront se transformer en matière. Pour que cela soit possible il faut que l'énergie du photon* γ $h\nu$ *soit* $h\nu \geqslant 1{,}02$ *MeV.*

On dit alors qu'il y a *matérialisation.* Et cette matérialisation est bien un processus d'absorption ; en effet, un photon γ qui se matérialise disparaît et ne se retrouve pas à la sortie du corps absorbant. Cette absorption, je vous le rappelle, est mesurée par le coefficient

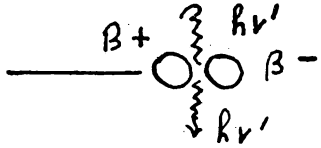
$$\frac{\pi}{\rho}$$

Considérons donc des photons γ dont le $h\nu$ est égal à 1,02 MeV.



En passant très près du noyau cette énergie va se transformer en matière et on voit apparaître deux corpuscules $\beta-$ et $\beta+$. Il y a donc eu matérialisation et comme on a une paire $\beta+$ $\beta-$ *on dit aussi qu'il y a formation de paires.*

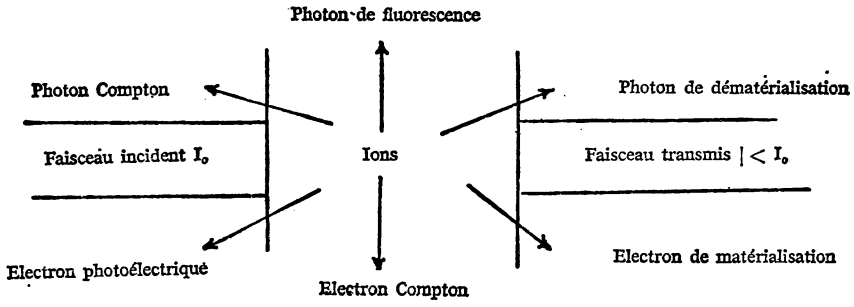
On a donc création d'un $\beta+$ et d'un $\beta-$. Mais ce $\beta+$ a une vie très éphémère, très rapidement il se ralentit et se rapproche alors d'un $\beta-$ du matériau absorbant, alors les deux s'unissent puis disparaissent pour donner deux photons $h\nu' = 0{,}51$ MeV : on dit qu'il y a *dématérialisation.*



En résumé donc l'absorption par matérialisation se fait de la manière suivante :

Photon γ incident $\rightarrow$ β^- et β^+ $\xrightarrow[\text{du } \beta^+]{\text{ralentissement}}$ $\beta^+ + \beta^- \rightarrow$ deux photons $h\nu'$.

Donc l'absorption des rayons X peut se schématiser ainsi :



Tous ces processus arrachent donc des électrons à la matière absorbante. Ce qui fait que les atomes de la matière absorbante cessent d'être neutres électriquement : en effet, on leur arrache des charges — donc ils se retrouvent avec un surcroît de charges positives. On dit que *l'on a créé des ions positifs.* (Dans les gaz on peut également avoir création d'ions —, exemple Cl qui capte un électron ralenti.)

Une dernière précision enfin : au-dessous de 0,20 MeV pour les photons incidents c'est *l'effet photoélectrique qui prédomine,* de 0,20 à 1,02 MeV c'est *l'effet Compton* et au-dessus de 1,02 MeV seulement apparaît *l'effet de matérialisation.*

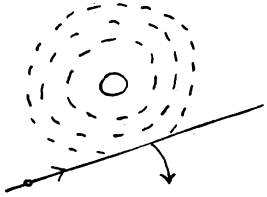
C. — CONSEQUENCES DE L'ABSORPTION.

Comme nous venons de le voir, quel que soit le processus d'absorption mis en jeu, l'énergie du rayonnement électromagnétique incident va mettre en mouvement des électrons.

Donc l'énergie électromagnétique s'est transformée en énergie cinétique électronique. Ces électrons vont à leur tour perdre leur énergie dans la matière et cela selon deux processus : ionisation ou excitation.

— **Ionisation :**

Si l'électron mis en mouvement pour les rayons X passe très près des couches périphériques des autres atomes ou molécules du corps absorbant il va pouvoir en arracher un électron.



Ce processus ne met en jeu que de faibles énergies : quelques dizaines d'eV, donc l'électron ainsi éjecté possédera une vitesse très faible : on dit que c'est un électron thermique,

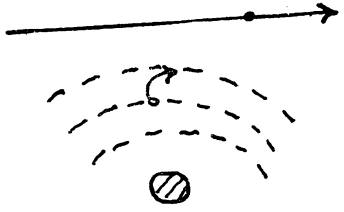
De ce fait la plupart du temps cet électron thermique ne s'éloignera pas de la molécule à laquelle il a été arraché et la plupart du temps il sera récupéré par cette molécule.

Mais alors la molécule se trouve portée dans un état énergétique supérieur à son état fondamental.

Vous savez qu'à ce moment pour éliminer cet excès d'énergie la molécule pourra se fragmenter, ou alors émettre un quantum lumineux ou alors produire de la chaleur.

— **Excitation :**

Le deuxième moyen qu'ont les électrons de perdre leur énergie dans la matière est l'excitation des molécules du corps absorbant. Cela se produit quand l'électron passe à une certaine distance des molécules.



A ce moment les électrons périphériques ne sont pas éjectés mais simplement transportés sur une orbite plus externe et la molécule est excitée.

Au total donc les électrons mis en mouvement dans la matière par les rayons X vont ioniser ou exciter les atomes du corps absorbant.

On constate que pour *un atome ionisé plusieurs sont excités.* Mais en moyenne pour *un atome ionisé on a toujours le même nombre d'atomes excités.*

L'énergie perdue par un électron *pour provoquer une ionisation et son cortège d'excitations est 34 eV dans un matériau léger.*

Considérons donc un rayon X provoquant l'apparition d'un électron photoélectrique de 34.000 eV. Cet électron photoélectrique va donc provoquer l'apparition de 1.000 ions.

Vous voyez donc qu'initialement le rayon X a provoqué l'apparition *d'un seul ion qui est donc parfaitement négligeable par rapport aux mille ions secondaires.*

Donc vous concevrez que la majorité des ions formés vont se trouver *répartis le long de la trajectoire du photoélectron ou de l'électron Compton ou de l'électron de matérialisation.*

On appelle « *ionisation spécifique* » *le nombre total d'ions formés par centimètre de trajectoire du corpuscule.*

On constate que *l'ionisation spécifique est inversement proportionnelle à l'énergie de l'électron,* cela veut dire qu'un électron lent aura un trajet plus court mais une ionisation spécifique plus grande.

Energie d'électron en MeV	1	0,5	0,3	0,2	0,1
Nombre de paires d'ions/cm^3 air ..	53	60	76	96	175

D. — APPLICATIONS.

1° **Détection :**

Que nous étudierons dans le prochain chapitre.

2° **Radiothérapie :**

Les rayons X ou γ vont donc finalement en les excitant ou les ionisant dégrader les molécules et les atomes du corps traversé.

Donc en dirigeant des faisceaux intenses sur des tumeurs cancéreuses, par exemple, on pourra les détruire : c'est la *radiothérapie.*

3° **Radioscopie :**

D'autre part les rayons X peuvent, étant très énergiques, traverser des matériaux opaques à la lumière visible. On pourra donc observer les différentes parties de l'organisme en utilisant ces rayons X : c'est *la radioscopie* ou *la radiographie.*

II. — RAYONNEMENTS CORPUSCULAIRES

A. — RAYONNEMENTS α ET β.

Ces rayonnements corpusculaires sont chargés positivement et négativement. Je serai très bref à ce sujet car l'absorption des rayons β qui sont des électrons a été étudiée tout au long des chapitres précédents : rappelons que cette absorption va créer des excitations, des ionisations ou des rayonnements de freinage.

Les rayons α, eux, sont positifs et plus gros, de ce fait l'ionisation qu'ils vont créer sera beaucoup plus intense.

B. — NEUTRONS.

L'absorption des neutrons est assez particulière car les neutrons ne sont pas chargés électriquement, donc ils ne sont pas freinés par le champ du noyau. De ce fait les interactions entre les neutrons et la matière pourront se faire uniquement par choc direct avec les noyaux au matériau absorbant.

Ce choc pourra être élastique ou inélastique.

La première éventualité se produit avec les neutrons rapides. Ce neutron heurte un noyau et rebondit sans se fixer. Le noyau heurté recule. Or ce noyau est une charge positive donc en reculant il va ioniser des atomes sur son passage.

Mais à force de heurter des noyaux, le neutron se ralentit et son énergie baisse, à ce moment intervient le deuxième processus d'absorption, il heurte un noyau et s'y fixe et l'on a une réaction nucléaire déjà étudiée.

III. — CAS PARTICULIER : ABSORPTION DE LA LUMIERE

Comme vous le savez, la lumière est constituée de radiations électromagnétiques, à chaque couleur correspond une longueur d'onde.

Donc, pour la lumière la loi d'absorption globale est la même que celle que nous avons déjà démontrée :

$$I = I_o e^{-\mu l} \qquad \text{ou} \qquad \text{Log} \frac{I}{I_o} = -\mu l$$

et répétons-le μ est le coefficient d'absorption. Ce coefficient varie avec la longueur d'onde, donc cette loi n'est valable en toute rigueur *que pour une lumière monochromatique.*

Il est bien évident que dans ce cas le coefficient μ n'a pas la même signification que pour les rayons X ou γ.

A. — DENSITE OPTIQUE.

En spectrophotométrie visible on peut pour caractériser la substance absorbante définir l'opacité σ :

$$\sigma = \frac{I}{I_o}$$

mais cette grandeur est d'emploi malaisé car pour un corps transparent $I_o = I$ et l'opacité est égale à l'unité, ce qui est illogique. On préfère utiliser la *densité optique qui est le logarithme décimal de l'opacité.*

$$d = \log \sigma = \log \frac{I}{I_o}$$

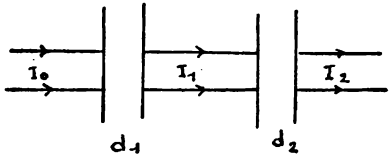
or : $\log \frac{I_o}{I} = \text{Log} \frac{I_o}{I} \cdot \log e = \mu l \cdot \log e$

On pose $\mu \log e = \varepsilon_o$ qui est *appelé coefficient d'extinction.*

d'où $d = \log \frac{I_o}{I} = \varepsilon_o l$. Remarquons que puisque μ varie avec λ, ε_o *varie également avec la longueur d'onde.*

Remarquons que pour un corps transparent $d = \log \frac{I_0}{I} = \log 1 = 0$ ce qui est plus logique.

De plus, les densités *optiques sont additives.* Considérons en effet un corps absorbant recevant I_o et transmettant I_1. Faisons tomber I_1 sur un deuxième corps qui ne transmet que I_2.



La densité optique du premier corps est :

$$d_1 = \log \frac{I_o}{I_1}$$

celle du deuxième :

$$d_2 = \log \frac{I_1}{I_2}$$

La densité optique de l'ensemble est $d = \log \frac{I_o}{I_2}$

soit : $d = \log I_o - \log I_2 = \log I_o - \log I_1 + \log I_1 - \log I_2$

$$d = \log \frac{I_o}{I_1} + \log \frac{I_1}{I_2} = d_1 + d_2$$

ce qui démontre que les densités optiques sont additives.

B. — CAS DES SOLUTIONS.

Considérons maintenant une solution contenant une substance dissoute à la concentration C. Eclairons cette solution avec une lumière monochromatique. On montre expérimentalement que *si le solvant est transparent pour la longueur d'onde considérée, la densité optique est proportionnelle à la longueur de solution traversée et à la concentration de la substance dissoute* $d = \varepsilon C 1$

Ce résultat constitue la **loi de BEER-LAMBERT.**

Si C est exprimé en g/litre, le coefficient de proportionnalité ε est appelé *coefficient spécifique d'extinction.*

Si C est exprimé en concentration molaire, le coefficient de proportionnalité est appelé *coefficient d'extinction moléculaire* ε_M.

Considérons donc un corps de masse moléculaire M dissous à la concentration C g/litre. La concentration molaire est $C_M = \frac{C}{M}$.

On a : $d = \varepsilon_M C_M 1 = \varepsilon_M \frac{C}{M} 1$ donc

$$\varepsilon_M = \frac{Md}{Cl}$$ de plus $d = \varepsilon C 1$ donc :

$$\varepsilon C 1 = \varepsilon_M \frac{C}{M} 1 \quad \text{d'où} \quad \varepsilon = \frac{\varepsilon_M}{M} \quad \text{soit : } \varepsilon_M = M\varepsilon$$

Notons que l'on utilise parfois un coefficient d'extinction $E^{1\,\%}_{1\,cm}$

dans ce cas, la concentration est exprimée en grammes pour cent et la longueur de solution traversée est de 1 cm et on a évidemment :

$$E^{1\ \%}_{1\ cm} = 10\ \varepsilon.$$

Enfin, indiquons que l'on utilise également le rapport de l'intensité transmise à l'intensité incidente, c'est la *transmittance* $\frac{I}{I_o}$, ainsi par exemple, si 85 % de la lumière est transmise, la transmittance sera de $\frac{85}{100} = \frac{I}{I_o}$.

La loi de Beer-Lambert *n'est valable que sous certaines conditions :*

— Comme ε varie avec la longueur d'onde, cette loi *n'est rigoureusement valable qu'en lumière monochromatique.*

— La concentration doit *être assez faible.* La loi n'est plus valable pour les solutions trop concentrées.

C. — SPECTRES D'ABSORPTION.

Supposons que l'on place la substance ou la solution absorbante à la sortie d'un spectroscope et que l'on fasse varier la longueur d'onde de la lumière traversant cette substance ou cette solution. Pour chaque longueur d'onde l'absorption va être différente puisque ε varie avec λ.

On peut donc tracer la courbe $\varepsilon = f(\lambda)$. Cette courbe est appelée *spectre d'absorption.*

Remarquons que puisque la densité optique d est proportionnelle à ε, on peut tracer le spectre d'absorption en traçant la courbe $d = f(\lambda)$.

Lorsqu'on étudie ces spectres d'absorption on constate que certaines longueurs d'onde sont absorbées et d'autres pas.

Les longueurs d'onde absorbées peuvent être isolées : on a alors ce que l'on appelle un *spectre de raies* obtenu en général avec les gaz et les vapeurs monoatomiques.

Ou alors les longueurs d'onde absorbées peuvent être proches les unes des autres, on obtient alors des zones d'absorption plus larges : c'est un spectre de *bandes* obtenu en général avec des molécules. Mais de toute façon si certaines longueurs d'onde sont

absorbées c'est qu'elles ont cédé leur énergie aux atomes ou aux molécules du corps absorbant.

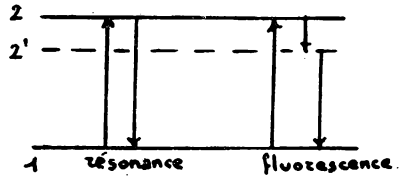
Nous allons maintenant étudier le mécanisme de l'absorption par *les gaz et les vapeurs monoatomiques.*

Supposons que l'on dispose d'un gaz monoatomique et que l'on éclaire ce gaz avec de la lumière blanche. Si l'on étudie au spectroscope la lumière transmise on constate la présence de raies obscures correspondant à des λ absorbées. Or si l'on compare ce spectre d'absorption avec le spectre d'émission du même gaz *on constate que les raies obscures de l'absorption correspondent exactement aux raies brillantes du spectre d'émission.* Ainsi par exemple si l'on vaporise du Na dans une flamme, vous savez qu'il émet deux raies voisines de 5.890 Å. Ces raies sont très brillantes. Si maintenant on éclaire de la vapeur de sodium avec de la lumière blanche on constate la présence de deux raies noires voisines de 5.890 Å. Donc le Na peut émettre une raie à 5.890 Å mais il est également capable de l'absorber. Ce phénomène a *reçu le nom de renversement des raies.* C'est d'ailleurs un phénomène très général régi par la règle de Kirchhoff : une substance *est capable d'absorber sélectivement la lumière qu'elle peut émettre dans les mêmes conditions.*

Vous voyez donc que *l'émission et l'absorption de la lumière par un atome sont deux phénomènes parfaitement réciproques* et cela se conçoit aisément si l'on songe à la constitution de l'atome. En effet, pour émettre de la lumière un atome doit au préalable avoir été excité par un moyen quelconque : flamme, étincelle électrique...

Lors de cette excitation un électron de l'atome passe par exemple du niveau 1 au niveau 2. Mais cet état excité est instable et l'électron revient sur 1 avec émission d'un quantum $W_2 - W_1 = h\nu_{1\,2}$, cela veut dire qu'il y a émission d'un quantum lumineux.

Lors de l'absorption le même atome reçoit de la lumière, c'est-à-dire des quanta. Supposons qu'un de ces quanta soit tel que $h\nu_{1\,2} = W_2 - W_1$ ce quantum va donc être absorbé par l'atome et un électron va passer sur la couche 2. On a donc bien absorption du quantum $h\nu_{1\,2}$ que l'atome émettait. Mais à ce moment l'atome se trouve dans un état excité. Pour se désexciter l'atome dispose de plusieurs moyens :



1° Il perd son énergie en se déplaçant et en choquant d'autres atomes : il transforme donc son excès d'énergie en *énergie cinétique.*

2° Ou alors l'électron qui est passé sur 2 va redescendre sur 1 en émettant un quantum $h\nu$. Mais, là encore, deux possibilités :

α) La descente de 2 sur 1 se fait en une *seule étape* et on a émission d'un quantum $h\nu_{1\,2} = W_2 - W_1$. Donc l'atome aura absorbé le quantum $h\nu_{1\,2} = W_2 - W_1$ et il rendra le quantum $h\nu_{1\,2}$. On dit qu'il y a *résonance optique*. Il y a, en effet, une véritable résonance entre la λ absorbée et la λ réémise qui sont identiques.

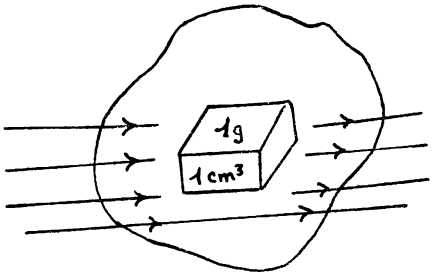
β) Mais la descente de 2 sur 1 peut se faire par étapes : l'électron revient d'abord sur un état intermédiaire 2' puis il redescend de 2' en 1, dans ce cas il y a émission de : $h\nu_{1\,2'} = W_{2'} - W_1$. On dit qu'il y a *fluorescence*.

CHAPITRE V

DOSIMETRIE

Lorsque nous avons étudié les interactions des rayonnements avec la matière, vous avez vu que finalement tout se ramène à un *transfert de l'énergie du rayonnement à la matière.*

La conséquence de ce transfert, vous le savez, est une création d'ions et une excitation des molécules ou des atomes. Vous concevez intuitivement que plus la quantité d'énergie sera grande, plus les effets observés seront importants. Il est donc indispensable *lorsqu'on irradie une cible de pouvoir déterminer la dose du rayonnement délivrée : c'est là le but de la dosimétrie.*



Supposons donc que l'on irradie une cible avec des rayonnements. Par la pensée, isolons dans la cible un petit cube dont le poids serait 1 gramme. On se propose donc de calculer la *dose d'énergie délivrée à la cible,* mais vous voyez que le problème sera résolu si l'on peut calculer la dose délivrée au petit cube de 1 gramme. La plupart du temps en biologie la cible est formée d'atomes légers : les tissus, par exemple, à ce moment 1 gramme $\simeq$ 1 cm³.

Nous allons en un premier temps supposer le problème résolu et admettre que l'on connaît le *nombre d'ionisation* produit par le rayonnement dans ce gramme de cible, soit $j_{m\,gr}$.

A ce moment on peut très facilement calculer l'énergie correspondante. Vous savez en effet que pour créer un ion et les excitations qui l'accompagnent il faut *34 eV.*

Ici nous avons supposé que le nombre d'ions créé est $J_{m\,gr}$. Donc l'énergie totale mise en jeu est : $E_{m\,eV} = J_{m\,gr} \times 34$. On peut exprimer ce résultat en ergs :

$$E_{m\,ergs} = E_{m\,eV} \times 1{,}6.10^{-12} \text{ ergs.}$$

Nous pouvons maintenant définir l'unité de dose absorbée : *le rad.*

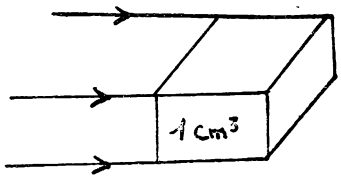
Lorsqu'un faisceau de rayonnement traversant un gramme de matière y délivre une énergie de 100 ergs on dit que la dose reçue par ce gramme de matière est de 1 rad.

Dans le calcul que nous avons fait tout à l'heure nous avons supposé que l'énergie délivrée était de $E_{m\ ergs}$. Donc la dose délivrée en rads est :

$$D_{rads} = \frac{E_{m\ ergs}}{100}$$

Donc si l'on connaît $E_{m\ ergs}$ le problème est résolu. Or pour connaître $E_{m\ ergs}$ il faut calculer $J_{m\ gr}$ nombre d'ionisations par gramme de matériau.

Calcul de $J_{m\ gr}$. — Or dans le cas de cible condensée liquide ou solide, on ne peut pas mesurer $J_{m\ gr}$ directement. On est obligé d'utiliser un artifice. Vous avez vu tout à l'heure que par la pensée on isolait un gramme de matière au sein de la cible.



Je vous ai dit que ce gramme de matière était contenu dans un volume de 1 cm³ dans le cas des tissus. Supposez que l'on extirpe ce cm³ de matière, à sa place il va rester 1 cm³ d'air. Or comme vous le verrez bientôt on peut facilement mesurer le nombre d'ionisations dans ce cm³ d'air, soit $J_{o\ cm^3}$. Supposons maintenant que dans ce cm³ on fasse pénétrer un gramme d'air en le comprimant. A ce moment le nombre d'ionisations ne sera plus le même, il sera $J_{o\ gr}$.

Or un cm³ d'air pèse 0,00129 gr donc : $J_{o\ gr} \quad \frac{J_{o\ cm^3}}{0{,}00129}$

Nous allons maintenant définir un nouveau coefficient :

$$s = \frac{\mu_{1\ cible}}{\mu_{1\ air}}$$

μ_1 = coefficient massique d'absorption.

On peut alors montrer *qu'il existe une relation entre* $J_{m\,gr}$ *nombre d'ionisations par gramme de cible et* $J_{o\,gr}$ *nombre d'ionisations par gramme d'air.*

$J_{m\,gr} = J_{o\,gr} \times s$ Pour les tissus : $s = 1{,}09$.

Le problème est résolu. En effet on mesure le nombre d'ionisations créées par le faisceau dans 1 cm³ d'air $J_{o\,cm^3}$, on en déduit $J_{o\,gr}$.

On calcule $J_{m\,g}$ en $\times$ par s. A partir de $J_{m\,g}$ on calcule l'énergie en multipliant par 34 eV. On transforme en ergs et en divisant par 100 on a la dose en rads.

REMARQUE :

Dans la pratique, il est impossible de creuser une cavité de 1 cm³ au sein d'un tissu vivant. Aussi on se contente de mesurer $J_{o\,cm^3}$ dans 1 cm³ d'air immédiatement sus-jacent au tissu. Pour réaliser cette mesure on utilise un détecteur dont les parois sont en bakélite et délimite une cavité de 1 cm³, car ses propriétés d'absorption sont identiques à celles de l'air. (Principe de Bragg-Gray).

Et d'ailleurs les radiologues se contentent de cette mesure dans l'air pour déterminer la dose. L'unité utilisée est le *roentgen. On dit qu'un faisceau ionisant délivre à l'air une dose de 1 roentgen (« r ») lorsqu'il provoque dans 1 cm³ l'apparition de* $2{,}1.10^9$ *ions de chaque signe, soit une unité électrostatique.*

CHAPITRE VI

MESURES DES RAYONNEMENTS IONISANTS

I. — DETECTEURS BASES SUR L'IONISATION ELLE-MEME

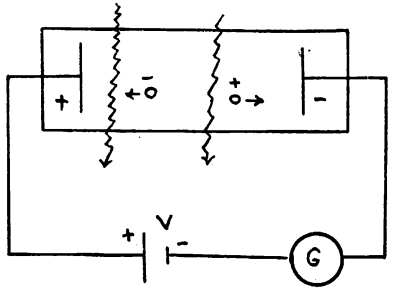
A. — PRINCIPE.

Le principe de cette mesure est très simple. Les rayonnements ionisants créent des ions. Dans un gaz, si l'on soumet ces ions à un champ électrique ils vont se déplacer. Il va donc y avoir création d'un courant électrique. On peut mesurer ce courant qui est proportionnel à l'intensité du faisceau de rayonnements.

Notons d'ailleurs ici que l'on peut avoir création d'ions des deux signes. Considérons par exemple des rayons γ traversant de l'air, ils vont créer des ions primaires et des électrons. Ces électrons de grande énergie vont à leur tour créer un grand nombre d'ions secondaires.

Puis ces électrons ralentis vont se fixer sur une molécule d'oxygène par exemple pour donner un ion $-O_2^-$. A l'inverse si l'on opère dans de l'azote il n'y a pas recombinaison de l'électron.

B. — CHAMBRE D'IONISATION.



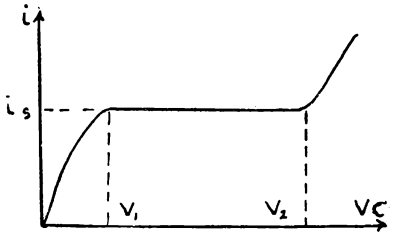
Considérons donc une enceinte gazeuse et dans cette enceinte plaçons deux plaques planes et parallèles : les *électrodes.*

Portons une électrode au + d'un générateur, l'autre au —.

A ce moment dans l'enceinte règne un champ électrique. Sur le circuit extérieur plaçons un ampèremètre très sensible.

On dit que l'on a réalisé une *chambre d'ionisation.* Si un faisceau de radiations ionisantes traverse cette chambre, il va y avoir apparition d'ions + et —. Les + vont vers la plaque — et les — vont vers la plaque +. A ce moment un courant va passer et on peut le mesurer avec G.

Appelons V la différence de potentiel créée par le générateur et i l'intensité du courant mesuré par G. Traçons la courbe i = f (V), elle a l'aspect dessiné.



Pour V = 0 i = 0 car le champ est nul et les ions se recombinent.

Pour V = V_1 i prend la valeur i_s. En effet, pour cette différence de potentiel tous les ions secondaires créés sont captés par les électrodes.

Entre V_1 et V_2 i ne varie pas. i_s est appelé *courant de saturation.* Au-dessus de V_2 les ions secondaires sont accélérés si violemment par la d.d.p. qu'en heurtant les molécules neutres de gaz, ils peuvent les ioniser. Cela fait apparaître des *ions tertiaires* qui augmentent la valeur de i.

Donc en mesurant i_s on *mesure une grandeur proportionnelle au nombre d'ions secondaires* créés par le rayonnement, on peut donc mesurer $J_{o\ cm^3}$.

On peut donc très facilement avoir la dose délivrée en rœntgens. Ce sont d'ailleurs des chambres d'ionisation de ce type que l'on utilise en radiologie. Ce sont des chambres faites en bakélite (par exemple) et dans la bakélite on creuse une petite cavité où l'on place les électrodes : on mesure ainsi les ions créés dans cette cavité. On utilise la bakélite car elle absorbe les rayonnements de la même manière que l'air et de ce fait ne perturbe pas la mesure.

Le cadran de ces appareils est d'ailleurs directement gradué en rœntgens.

Remarquons ici qu'avec ces appareils on mesure une intensité de courant électrique donc un *nombre d'ions par seconde,* donc finalement on mesure le nombre de *rayonnements ionisants absorbés par seconde dans la chambre,* c'est-à-dire l'intensité du faisceau.

Donc chaque rayonnement n'est pas détecté individuellement, c'est la somme de tous ces rayonnements que l'on mesure.

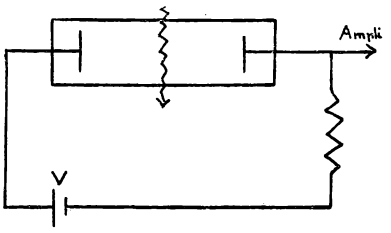
Or en radioactivité on veut disposer d'appareils permettant la *détection d'un seul rayonnement,* pour cela on a modifié la chambre d'ionisation décrite ci-dessus.

C. — COMPTEUR DE GEIGER-MULLER.

Le problème à résoudre est donc la détection d'un *seul rayonnement.* Ce rayonnement lorsqu'il va traverser la chambre va provoquer la naissance d'ions et de ce fait un courant va passer. Mais ce courant va présenter deux particularités :

— *Il est très bref :* en effet, le temps de passage du rayonnement dans la chambre, la production des ions et leur collecte est très bref : 10^{-6} seconde. Donc le courant enregistré sera très bref : on dit qu'il s'agit d'une *impulsion.*

— *Il est très faible :* pour vous donner un ordre de grandeur, je vous précise qu'un rayon α de 1 MeV donne un courant de 5.10^{-15} A. Il faut donc l'amplifier.



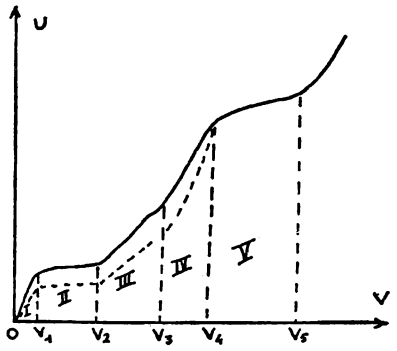
Pour cela on modifie le montage classique que je vous ai décrit. A la sortie on place une résistance de très grande valeur R. Lorsque le courant i passe dans cette résistance on enregistre aux extrémités une d.d.p. U = Ri. U a encore une valeur petite mais on peut l'amplifier.

Nous allons maintenant étudier le mécanisme de fonctionnement de cet appareil.

1° Mécanisme de fonctionnement :

Pour cela traçons la courbe de U = f (V) V étant la d.d.p. aux bornes du générateur. Si V = 0 i = 0 comme nous l'avons vu, mais alors U = 0.

Puis lorsque V augmente vous avez vu tout à l'heure que i augmentait. C'est *la région I dite région de recombinaison,* en effet dans cette zone tous les ions créés ne sont pas attirés par les électrodes et peuvent se recombiner.



Lorsqu'on arrive à $V = V_1$ je vous ai dit que i prenait une valeur constante car tous les ions créés sont collectés par les électrodes, c'est le courant de saturation, donc $U = Ri$ prend aussi une valeur constante. Cette valeur constante se maintient entre V_1 et V_2, c'est la région II dite *région de fonctionnement en chambre d'ionisation.*

Si $V > V_2$ je vous ai déjà dit que les ions secondaires sont tellement accélérés qu'à leur tour ils peuvent ioniser des molécules neutres du gaz.

On a donc création d'ions supplémentaires, les ions tertiaires, donc i augmente et $U = Ri\nearrow$. C'est la région III dite *région proportionnelle.*

En effet, dans la région I, II, III U est proportionnel à l'énergie du rayonnement incident, un rayonnement très énergique créant + d'ions donne un U grand, un rayonnement moins énergique crée — d'ions donc U est plus petit. La proportionnalité existe jusqu'à $V = V_3$.

Passons maintenant à $V = V_4$, à ce moment le nombre d'ions créés par choc est devenu très grand, on a formation d'un très grand nombre d'ions tertiaires et même quaternaires. On conçoit dès lors que les quelques ions primaires et secondaires créés par le rayonnement incident sont complètement noyés au milieu de cette avalanche d'ions créés par choc.

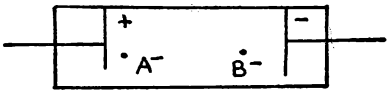
La hauteur de l'impulsion va donc cesser d'être proportionnelle à l'énergie du rayon incident. On dit que l'on est dans la *zone de Geiger-Müller V.*

Entre les zones III et V existe une zone dite de *proportionnalité limitée IV* qui s'étend de V_3 à V_4. C'est une zone de transition et la proportionnalité disparaît en V_4.

Enfin, au-delà de V_5 la différence de potentiel est si forte *qu'une étincelle jaillit entre les deux électrodes.*

2° **Compteur de Geiger-Müller :**

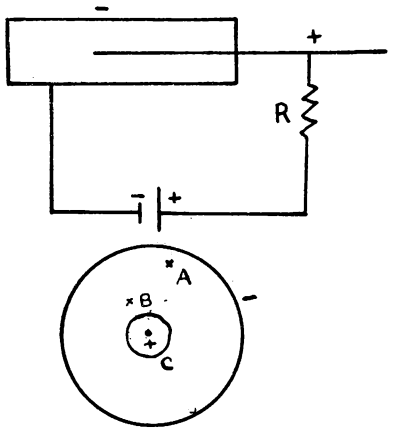
Tel que nous l'avons décrit l'appareil peut fonctionner pour détecter un seul rayonnement ionisant mais il présente un grave défaut.



Considérons par exemple un ion — créé en A près de l'électrode +.

Il va être accéléré mais comme il est très près de l'électrode + il n'a qu'un parcours très bref à effectuer et de ce fait il ne crée que très peu d'ions par choc.

A l'inverse un ion créé en B loin de l'électrode + pourra créer un grand nombre d'ions par choc. Tous les ions secondaires ou primaires ne vont pas se comporter de la même manière. C'est pour cela que l'on a imaginé le compteur de Geiger-Müller.



Le principe est toujours le même, mais la forme des électrodes a changé, on les rend dissymétriques.

L'électrode — est cylindrique et elle sert également de paroi au compteur.

L'électrode + est un simple fil placé dans l'axe du cylindre.

Si l'on étudie le champ électrique à l'intérieur de cet appareil on se rend compte qu'il est très *intense uniquement autour du fil central.*

Donc c'est seulement dans cette zone centrale C que les ions seront suffisamment accélérés pour pouvoir ioniser par choc.

Donc un ion créé en A loin du fil et un ion créé en B près du fil provoqueront le même nombre d'ions tertiaires et quaternaires, puisque c'est seulement dans la zone C qu'ils sont suffisamment accélérés.

Ces ions A et B — qui sont des électrons — vont créer le même des ions primaires ou secondaires.
nombre d'ions par choc. Soit M le nombre d'ions créé par chacun

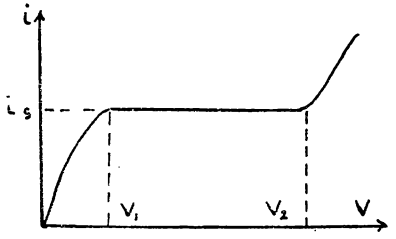
M est appelé *facteur de multiplication* $M = 10^6$ c'est-à-dire que pour un *ion primaire on aura 10^6 ions tertiaires ou quaternaires !*

3° **Palier d'un compteur :**

Jusqu'à maintenant nous avons considéré le problème de la détection *d'un seul* rayonnement ionisant. Il s'agit là, vous le pensez bien, d'un cas idéal et en fait sur un compteur il tombera toujours plusieurs rayonnements ionisants.

Supposons donc que sur un compteur tombe n rayons par seconde.

Supposons que tous ces rayonnements sont absorbés, on devrait donc enregistrer n impulsions par seconde. Or si l'on mesure le nombre effectif d'impulsions enregistrées on constate que ce nombre varie en fonction de V différence de potentiel appliquée aux électrodes.



Nous allons donc tracer la courbe de $n = f(V)$ c'est-à-dire le *nombre d'impulsions enregistrées en fonction de V.* La courbe a l'aspect dessiné.

Si $0 < V < V_0$ $n = 0$.

En effet, la tension est si faible que les ions ne sont pas collectés par les électrodes.

Si $V_0 < V < V_1$ $n \nearrow$. A ce moment la tension est assez forte pour mettre les ions en mouvement, mais elle n'est pas assez forte pour que les ionisations par choc puissent se produire pour tous les ions secondaires et primaires, donc certaines impulsions restent trop faibles pour être décelées.

Si $V_1 < V < V_2$, à ce moment la tension est assez forte pour que tous les ions secondaires ou primaires puissent ioniser par choc, donc chaque impulsion devient assez forte pour être décelée.

Enfin si $V > V_2$ une étincelle jaillit entre les deux électrodes.

Donc pour utiliser un compteur il faut se placer entre V_1 et V_2 : c'est le *palier du compteur.*

Quand aucune substance radioactive n'est placée près du compteur on constate cependant qu'on enregistre un certain nombre d'impulsions : elles sont dues aux rayons cosmiques ou aux impuretés radioactives du métal du compteur par exemple.

Le nombre de ces impulsions parasites est appelé *mouvement propre du compteur.*

Avant d'en terminer avec l'étude des détecteurs basés sur l'ionisation, indiquons qu'il existe des détecteurs où l'ionisation se produit en *milieu solide :* ce sont les détecteurs à jonction p — n.

II. — DETECTEURS BASES SUR LES EFFETS SECONDAIRES DE L'IONISATION

Ce sont *les scintillateurs.* Le principe en est très simple : lorsque les rayonnements traversent certaines substances ils excitent ou ionisent les atomes ou les molécules de cette substance. Lors de la désexcitation il y a émission de lumière violette ou ultraviolette. Il suffit donc de mesurer cette lumière pour détecter le rayonnement.

Les détecteurs à scintillations comprennent donc deux parties :

— Le scintillateur proprement dit.

— Le dispositif de détection de la lumière.

A. — SCINTILLATEURS.

Il existe essentiellement deux types de scintillateurs :

— Minéraux : I Na activé au thallium pour les γ.
S Zn activé à l'argent pour les α.

— Organiques : Anthracène par exemple pour les β.

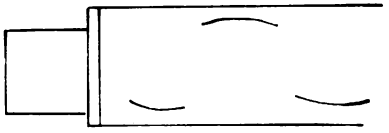
a) Lorsque le rayonnement pénètre dans un scintillateur minéral, il cède de son énergie aux atomes du scintillateur : des électrons de la bande de valence passent dans la bande de conduction. Il apparaît donc des électrons supplémentaires dans cette bande et des trous positifs dans la bande de valence. Ces électrons et ces trous sont absorbés par les atomes de l'activateur (Ag pour le S Zn par exemple).

Ces atomes sont de ce fait excités et en se désexcitant émettent des photons $h\nu$ violet ou ultraviolet.

b) Lorsque le rayonnement pénètre dans un scintillateur organique il cède son énergie aux atomes ou molécules des scintillateurs : ceux-ci en revenant à l'état stable émettent des photons $h\nu$ de $\lambda \simeq 4.000$ Å.

B. — DETECTION DES PHOTONS EMIS :

Le dispositif de détection est constitué par un photomultiplicateur. La substance scintillante est collée contre la photo-cathode du photomultiplicateur.



A la sortie du photomultiplicateur on dispose donc d'une impulsion électrique qui a été provoquée par la traversée du scintillateur par un rayonnement ionisant.

Il y a proportionnalité entre l'amplitude de l'impulsion électrique recueillie et l'énergie du rayonnement incident.

COMPLEMENTS AU COURS DE PHYSIQUE

Ces compléments ne font pas partie du programme, ils développent simplement certains points considérés comme connus dans le cours de physique proprement dit.

UNITES

A. — GRANDEURS MESURABLES

La physique a pour but de décrire les phénomènes naturels. Mais cette description revêt un double aspect qualitatif et quantitatif. La physique va donc caractériser ces phénomènes par des grandeurs susceptibles d'être mesurées.

Par définition : *une grandeur est dite mesurable lorsqu'on sait définir l'égalité et la somme de deux grandeurs de son espèce.*

Exemple : longueur, surface, volume.

Certaines grandeurs, dont on peut définir l'égalité mais pas la somme, ne sont pas des grandeurs mesurables. Elles permettent un classement mais pas une mesure : température.

Vous avez appris en mathématiques que mesurer une grandeur Y, c'est la comparer à une autre grandeur U de même espèce prise pour unité. Cela revient à dire que l'on cherche combien de fois la grandeur contient l'unité ou une subdivision de celle-ci.

Cette mesure s'exprime par un nombre N qui est le nombre de fois que Y contient l'unité U. C'est N qui figure dans les calculs.

$$N = \frac{Y}{U}$$

B. — SYSTEMES D'UNITES

Tout le problème va donc se résumer à choisir l'unité.

Par définition : *en choisissant une unité pour chaque type de grandeur, on obtient un système d'unité.*

On peut imaginer autant de systèmes qu'on le désire. Ainsi, autrefois pour les longueurs, l'unité était la longueur du pied de Charlemagne (33 cm). Mais il est bien évident qu'un tel système n'était pas adaptable en tout lieu et avait une unité fort imprécise. Aussi, depuis la Révolution, on a choisi une autre unité tout aussi arbitraire mais précise : *le mètre qui est la dix millionième partie du quart du méridien terrestre.*

On a construit un étalon international de ce mètre et, pendant longtemps, cet étalon a servi de base ; mais depuis 1960, pour s'affranchir de ce mètre-étalon métallique et destructible, on a décidé que le mètre-étalon est la longueur égale à 1.670.763,73 longueurs d'onde dans le vide d'une radiation émise par l'atome de Krypton 86.

Donc le choix de l'étalon de longueur est tout à fait arbitraire et on peut choisir, tout aussi arbitrairement, des unités pour toutes les grandeurs. Mais alors les formules devront être affectées de coefficients numériques gênants dans les calculs.

Imaginons ainsi un système où l'unité de longueur est le mètre et l'unité de surface un rectangle mesurant 3 mètres sur 4.

Quelle que soit l'unité choisie, on sait que la surface du rectangle est proportionnelle à la longueur L et à la largeur l, ce qu'on peut écrire :

S = K Ll où K est un coefficient proportionnalité.

Dans le système que nous avons défini, on a :

$$1 \text{ (unité de surface)} = K \times 3 \times 4 \text{ d'où } K = \frac{1}{12}$$

$$\text{donc } S = \frac{1}{12} L\, l$$

Vous voyez donc que s'introduit un coefficient $\frac{1}{12}$

On dira que le système est incohérent. Il faut éviter ce défaut et on choisira en principe les unités de sorte que K = 1, dans notre exemple, l'unité de surface sera donc celle d'un carré de 1 mètre de côté. Dans ce système : K = 1, *et le système est dit cohérent.*

De toute façon, avant d'appliquer une formule, il est fondamental de s'assurer que les données dont on dispose sont exprimées dans les unités d'un même système, sinon il faudra effectuer le changement d'unité avant les calculs.

C. — SYSTEME C.G.S. ET SYSTEME M.K.S.A.

Dans un système où K = 1, les unités ne peuvent plus être arbitraires. En effet, après avoir choisi quelques unités de base, toutes les autres en découlent.

Les unités de base, indépendantes les unes des autres et choisies arbitrairement, sont dites *unités fondamentales.* De ces unités en découlent d'autres obtenues en appliquant les formules de définition et en faisant K = 1. Ces unités sont dites *unités dérivées.*

Ainsi, dans l'exemple ci-dessus, on choisit l'unité de longueur L : le mètre, c'est une unité fondamentale. Pour choisir l'unité de surface on applique la formule S = KLl on fait K=1 ; L=1 ; l=1 ; on définit ainsi l'unité de surface : le mètre carré. C'est une unité dérivée.

Pendant très longtemps, on s'est contenté de système cohérent à trois unités fondamentales : longueur, masse, temps. De nombreux systèmes sont ainsi basés sur ces trois unités. Mais un seul s'est révélé assez pratique pour être utilisé encore, sauf en électricité. C'est le système C.G.S. : centimètre, gramme, seconde.

Mais ce système présente un grave défaut : c'est *l'incertitude au sujet de l'unité de quantité d'électricité.*

On peut tout d'abord la définir de manière statique en appliquant la formule de Coulomb :

$$f = \frac{q \cdot q'}{d^2}$$

On dit que l'unité électrostatique C.G.S. est la quantité d'électricité q qui, au repos dans le vide, exerce sur une charge égale q' immobile, placée à 1 cm, une force égale à 1 dyne.

Mais on peut également définir une unité de quantité d'électricité en se basant sur des phénomènes électromagnétiques. Considérons donc une unité électrostatique se déplaçant à 1 cm/s. Si on place à 1 cm d'elle une quantité égale animée dans une direction parallèle d'une vitesse égale, la première va produire sur la deuxième une répulsion magnétique. Si on mesure cette force, on constate qu'elle n'est pas de 1 dyne mais seulement 3.10^{10} fois moins. Si donc on veut que la répulsion soit de 1 dyne, il faut considérer des charges 3.10^{10} fois plus grandes que l'unité électrostatique. On définit ainsi une unité électromagnétique de quantité d'électricité 3.10^{10} fois plus grande.

Il en résulte que le rapport entre ces deux unités est 3.10^{10}. Or, ce nombre mesure dans le système C.G.S. en centimètre/seconde la vitesse de la lumière dans le vide. Cette remarquable particularité est à la base de la lumière de Maxwell.

Mais, de toute façon, pour s'affranchir de cet inconvénient, on a été amené à concevoir un système où l'unité de quantité d'électricité n'est plus tributaire d'un phénomène physique.

Ce système est le système M.K.S.A., ou S.I., ou système de Giorgi rationalisé.

Dans ce système :

M = mètre.

Masse = kilogramme.

Temps = seconde.

Intensité de courant = ampère.

Cette unité d'intensité est donc arbitraire et ne dérive d'aucune autre. Comme $q = I.t$ on peut, à partir de l'intensité, définir une unité de *quantité d'électricité* qui ne sera plus tributaire d'un phénomène physique. *C'est le Coulomb.*

Ce système M.K.S.A. est d'ailleurs à l'heure actuelle le système officiel. Par la suite, nous emploierons encore parfois le système C.G.S. car il est parfois plus pratique, mais sachez *qu'en électricité le seul système cohérent est le système M.K.S.A.*

D. — CHANGEMENT D'UNITES

Très souvent dans les problèmes, les données numériques sont fournies dans des systèmes différents. Ainsi, on donnera une longueur en centimètres et une intensité en ampères. Il faut, avant de commencer les calculs, changer d'unité pour que toutes les données soient exprimées dans le même système.

Soit donc une grandeur Y. On connaît sa mesure N_1 en se servant de l'unité U_1 et on désire sa valeur N_2 en se servant de l'unité U_2.

On a : $Y = N_1U_1 = N_2U_2$.

$$\frac{N_1U_1}{N_2U_2} = 1 \qquad \text{Posons } \frac{U_1}{U_2} = n \text{ rapport entre les 2 unités.}$$

$$\frac{N_1}{N_2}\, n = 1 \qquad N_2 = nN_1$$

Exemple : soit une énergie mesurée par N_1 ergs. On veut sa mesure N_2 en joules.

Or, on sait que $\dfrac{1 \text{ joule}}{1 \text{ erg}} = 10^7$

donc : $n = \dfrac{1 \text{ erg}}{1 \text{ joule}} = 10^{-7}$ donc N_2 joules $= 10^{-7}N_1$ ergs.

Pour effectuer ces changements d'unités on est également aidé par les *équations de dimensions.*

Considérons donc un système cohérent et exprimons la surface $S = K\,L\,l$ puisque le système est cohérent $K = 1$.

Donc la surface est égale au produit d'une longueur par une autre, c'est-à-dire au carré d'une longueur. On peut écrire symboliquement :

$$[S] = L^2$$

De même dans un système cohérent, la vitesse est :

$$v = \frac{L}{T} \qquad \frac{\text{longueur}}{\text{temps}}$$

On peut donc l'écrire : $[v] = L\ T^{-1}$.

Une accélération : $\gamma = \frac{v}{T} = \frac{L}{T^2} \rightarrow [\gamma] = L\ T^{-2}$.

Une force : $F = M\ \gamma \rightarrow [F] = M\ L\ T^{-2}$

Vous voyez donc que quelle que soit la grandeur envisagée, on peut la représenter symboliquement par une expression ne faisant intervenir que les unités fondamentales affectées d'exposant positif ou négatif. *Ces expressions sont dites équations de dimensions.* Et, d'une manière générale, une grandeur dérivée A s'exprime en fonction des unités fondamentales par une relation du type :

$$[A] = M^{\alpha}\ L^{\beta}\ T^{\gamma}$$

a) On peut, grâce à ces formules de dimensions, trouver le rapport entre les unités de deux systèmes.

Ainsi, dans l'exemple choisi ci-dessus : rapport entre joule et erg ; Travail = force × déplacement.

$$[W] = F\ L = m\ \gamma\ L$$

$$[W] = M\ (LT^{-2})\ L = ML^2T^{-2}$$

En C.G.S. : $L = 1$ cm $\quad M = 1$ g $\quad T = 1$ s.

M.K.S.A. : $L = 10^2$ cm $\quad M = 10^3$ g $\quad T = 1$ s.

Donc $\frac{\text{joule unité M.K.S.A.}}{\text{erg unité C.G.S.}} = 10^3. \quad 10^3 \times 10^{-4} \times 1^{-2} = 10^7.$

$$1 \text{ joule} = 10^7 \text{ ergs.}$$

b) On peut également, grâce à ces formules, *vérifier l'homogénéité* d'une formule. On dit qu'une formule est *homogène quand ses deux membres ont mêmes dimensions.* Sinon, la formule n'a pas de sens.

Donc, la vérification de l'homogénéité est une vérification de la formule.

Par exemple : pour $W = mC^2$, C vitesse de la lumière

$$[W] = ML^2T^{-2}$$

C est une vitesse donc $[C] = LT^{-1}$

$$[C^2] = (LT^{-1})^2 = L^2T^{-2}$$

donc : $[mC^2] = ML^2T^{-2}$: la formule est bien homogène.

E. — COMPARAISON ENTRE C.G.S. ET M.K.S.A.

GRANDEUR	M.K.S.A.	C.G.S.	Rapport $\frac{\text{M.K.S.A.}}{\text{C.G.S.}}$
Longueur	Mètre	Centimètre	10^2
Masse	Kilogramme	Gramme	10^3
Force	Newton	Dyne	10^5
Travail	Joule	Erg	10^7
Puissance	Watt	Erg/s	10^7
Intensité	Ampère		
d.d.p.	Volt		
Quantité électricité.	Coulomb	Les unités C.G.S. ne sont plus utilisées	
Flux magnétique ..	Weber		
Induction magnét..	Tesla		

Enfin, il convient d'indiquer que certains sous-multiples du mètre portent un nom particulier :

— Micron (μ) = 10^{-6} m = 10^{-3} mm.

— Angström (Å) = 10^{-4} μ = 10^{-10} m.

ELEMENTS DE DYNAMIQUE

A. — Principe de l'inertie :

Nous ne ferons que rappeler l'énoncé : si aucune action extérieure ne s'exerce sur un point matériel, l'accélération totale de ce point est constamment nulle.

B. — **Relation fondamentale de la dynamique :**

Nous rappellerons là encore uniquement qu'il y a proportionnalité entre la force appliquée à un corps et l'accélération prise par ce corps.

Cela veut dire que si l'on soumet un corps à des forces $\vec{F}_1$, $\vec{F}_2$, $\vec{F}_3$, il prendra des accélérations $\vec{\gamma}_1$, $\vec{\gamma}_2$, $\vec{\gamma}_3$ et l'on aura :

$$\frac{|\vec{F}_1|}{|\vec{\gamma}_1|} = \frac{|\vec{F}_2|}{|\vec{\gamma}_2|} = \frac{|\vec{F}_3|}{|\vec{\gamma}_3|} = \text{constante.}$$

Et cette constante est précisément la masse du corps considéré.

La relation s'écrit donc :

$$\vec{F} = m\,\vec{\gamma}$$

Cette relation définit encore la masse comme une grandeur mesurable et vous voyez que l'on peut définir la masse, soit par des considérations statiques, soit par des considérations dynamiques. Vous avez déjà vu tout à l'heure comment on pouvait au point de vue statique distinguer entre masse et poids. On peut également faire la distinction au point de vue dynamique. Lorsqu'un corps tombe en chute libre, il prend l'accélération de la pesanteur g, la force à laquelle il est soumis est son poids, donc :

$$\vec{P} = m\,\vec{g}$$

Vous voyez donc bien que le poids est une force, un vecteur dépendant de g alors que la masse est un scalaire absolument indépendante de g et ne dépendant que de la nature du corps. Si l'on veut, au point de vue dynamique, la masse d'un corps exprime son aptitude à résister à tout changement de vitesse, c'est-à-dire son inertie.

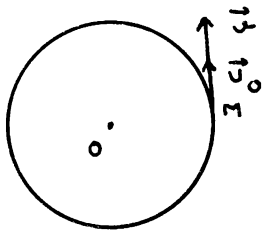
C. — **Quantité de mouvement :**

Reprenons l'expression $\vec{f} = m\,\vec{\gamma}$ et supposons que m est la masse d'un point matériel.

On peut l'écrire : $\vec{f} = m\,\dfrac{d\vec{v}}{dt} = \dfrac{d}{dt}(m\,\vec{v})$

Par définition, le vecteur $\vec{q}$ γ produit du vecteur vitesse du point matériel par sa masse m est appelé *quantité de mouvement.*

1° MOUVEMENT DE ROTATION D'UN POINT MATÉRIEL :



Soit donc un point matériel M de masse m, animé d'un mouvement circulaire de rayon r, de centre O, de vitesse angulaire ω.

La vitesse linéaire $\vec{v} = r\,\omega\,\vec{u}_o$.

La quantité de mouvement de M est donc :

$$\vec{q} = m\,\vec{v} = m\,r\,\omega\,\vec{u}_o$$

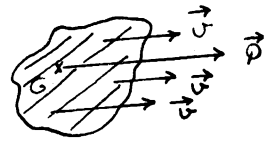
u_o = unitaire de l'axe support de la vitesse.

On appelle *moment cinétique* $\vec{\sigma}$ le moment de la quantité de mouvement par rapport à O centre de la trajectoire.

On a donc : $\vec{\sigma} = \vec{q} \times \vec{r}$ $\vec{q}$ et $\vec{r}$ sont perpendiculaires

donc $|\vec{\sigma}| = |\vec{q}| \cdot |\vec{r}|$

$\sigma = mr^2\omega = mvr$



2° CAS D'UN SOLIDE :

Pour un solide, chaque point du solide a sa propre quantité de mouvement. La résultante générale de ce système de vecteurs est, par définition, la quantité de mouvement du système.

a) *Translation.* — Dans ce cas, tous les points ont même vitesse $\vec{v}$. Les quantités de mouvements forment donc un système de vecteurs glissants parallèles. Vous savez que ce torseur est équivalent à un vecteur dont le point d'application est le centre de gravité du solide.

La quantité de mouvements est donc $\vec{Q}$ = somme des $m \cdot \vec{v}$ soit M = somme des m = masse du solide.

$$\vec{Q} = M\,\vec{v}$$

b) *Rotation.* — Dans le cas d'un solide en rotation, chacun des points aura un moment cinétique de module

$$\sigma = m\ r^2\ \omega$$

On peut encore définir un moment cinétique du système. C'est un vecteur dont le module est :

$$\Sigma = \text{somme des } m\ r^2\ \omega$$

Or, par définition, vous savez que somme des mr^2 est le moment d'inertie du système I, Donc, le module du moment cinétique du système est :

$$\Sigma = I\ \omega$$

On peut, à propos des quantités de mouvement, énoncer le théorème de la conservation de la quantité de mouvement :

Dans un système isolé, où n'existent que des forces intérieures, la somme des quantités de mouvement des diverses parties de ce système reste constante.

PASSAGE DU COURANT DANS LES METAUX

1° LOI D'OHM.

A. — Intensité :

Considérons un fil métallique reliant les deux bornes d'un générateur. Des électrons se déplacent donc dans ce fil.

Ils se déplacent dans tout le fil et pas seulement à la surface.

Au travers d'une section du fil ces électrons qui le traverse vont représenter une certaine charge électrique.

Par définition, on appelle intensité du courant au travers de la section considérée la quantité d'électricité par unité de temps.

On a donc : $i = \dfrac{dq}{dt}$.

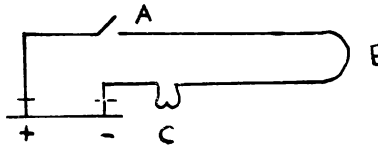
Mais ici i = Cte puisque le courant est continu. On peut donc écrire : $i = \dfrac{q}{t}$.

L'unité d'intensité est *l'ampère.* Je vous rappelle que c'est une unité fondamentale. Elle sert à définir l'unité de quantité d'électricité qui est le *coulomb.* Le coulomb est donc une unité dérivée.

Le coulomb est la quantité d'électricité transportée en une seconde par un courant d'intensité 1 ampère.

B. — **Loi d'Ohm :**

Les électrons vont donc se déplacer dans le métal. Leur vitesse de propagation est d'ailleurs faible : quelque $\frac{1}{10}$ de mm par seconde. Il faut en effet bien faire la différence entre la vitesse de propagation du champ électrique qui met les électrons en mouvement et la vitesse de déplacement des électrons eux-mêmes.



Si on réalise le circuit ci-contre : un générateur et un fil de 600.000 km A B C. En C on place une ampoule électrique.

Lorsqu'on ferme l'interrupteur on établit un champ électrique. Ce champ électrique se propage à 300.000 km/s et en passant le long du fil il met en mouvement les électrons qui se déplacent, eux, à faible vitesse.

Et le champ va donc mettre deux secondes pour arriver en C, ce qui fait que la lampe s'allume deux secondes après avoir fermé l'interrupteur.

Mais les électrons qui à ce moment provoquent l'incandescence de la lampe ne sont pas ceux qui sont partis de A. Ce sont ceux qui existaient dans le filament de la lampe et qui ont été mis en mouvement par le passage du champ.

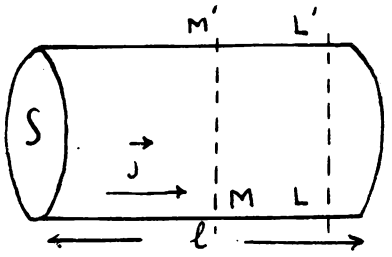
Quoi qu'il en soit dans le fil les électrons se mettent en mouvement sous l'influence de la force $\vec{F} = q\vec{E}$. Ces électrons soumis à une force constante devraient prendre un mouvement uniformément accéléré. Or en se déplaçant ils sont soumis à des forces de frottement de la part de la matière qui les entoure.

De ce fait, au bout d'un certain temps, il va se créer un équilibre entre la force qui fait avancer les électrons et les forces de frottement. Les électrons prennent donc une vitesse limite constante $\vec{v}$: on dit que l'on a *atteint le régime permanent.*

A ce moment la force de frottement F' est égale à la force d'avancement $\vec{F} = q\vec{E}$. Or la force de frottement est évidemment proportionnelle à la vitesse donc : $\vec{F} = k\vec{v}$.

On a donc en régime permanent : $\vec{F} = \vec{F'}$ soit $q\vec{E} = k\vec{v}$ soit $\vec{v} = \frac{q}{k}\vec{E}$ soit $\vec{v} = K\vec{E}$.

1° **Vecteur courant électrique :**



Considérons un *conducteur cylindrique* de section S de longueur ℓ En chacun des points de ce conducteur on peut définir un *vecteur courant électrique* $\vec{J}$. Dans ce conducteur cylindrique ce vecteur $\vec{J}$ est dirigé parallèlement aux génératrices du cylindre, son sens est celui du déplacement des charges positives, c'est-à-dire en sens inverse des mouvements des électrons.

Son module est la quantité d'électricité qui traverse par seconde l'unité de surface prise normalement à la direction du courant.

Or la quantité d'électricité qui traverse toute la surface S par seconde est l'intensité i. Donc dans le cas d'un conducteur cylindrique

$$\vec{J} = \frac{i}{S}$$

Dans le conducteur cylindrique parcouru par le courant les électrons prennent donc la vitesse v. Considérons deux sections du cylindre M M' et L L' séparées par v. Le volume ainsi défini, S v, contient N charges, par exemple, soit une quantité d'électricité N q par unité de volume, soit N q S v pour tout le volume.

Au bout d'une seconde toutes ces charges auront parcouru la distance v. Donc toutes ces charges auront franchi la section L L'. Donc en une seconde la section L L' est traversée par la quantité d'électricité N q S v.

Or J est égal à la quantité d'électricité par seconde et par unité de surface donc : $\vec{J} = N\ q\ \vec{v}$.

2° **Loi d'Ohm :**

Or nous avons vu que $\vec{v} = K\ \vec{E}$ donc $\vec{J} = N\ q\ K\ \vec{E}$.

Le vecteur courant est donc proportionnel au champ. Mais la quantité *N q K ne dépend que du conducteur.*

On pose : $N\ q\ K = \frac{1}{\rho} = \sigma$ et on appelle ρ *la résistivité du métal,* $\sigma = \frac{1}{\rho}$ *la conductivité du métal.*

Donc : $\vec{J} = \frac{1}{\rho} \vec{E} = \sigma \vec{E}$. Ce résultat constitue la forme la plus générale de la loi d'Ohm.

3° **Résistance d'un conducteur :**

Vous savez que si entre deux points A et B existe une différence de potentiel de V volts, le travail effectué par la force électrique appliquée à une charge unité est : $\mathcal{C} = V$.

Supposons que A et B soient les deux extrémités du *conducteur cylindrique.* Dans ce conducteur le champ est uniforme donc lorsqu'une charge unité va de A en B le travail est : $\mathcal{C} = E . A B — E.$ en posant $A B = \ell$

donc $V = E i$ et $C = \frac{V}{\ell}$

On a d'autre part : $i = |\vec{J}| S = \frac{1}{\rho} |\vec{E}| S$

donc : $i = \frac{1}{\rho} \frac{S}{\ell} V$ soit $V = \rho \frac{\ell}{S} i$

En général on pose $\rho \frac{\ell}{S} = R$ appelé *résistance du conducteur.*

Donc la loi d'Ohm s'écrit $V = R i$.

4° **Unités :**

L'unité de résistance est l'Ohm : *c'est la résistance d'un conducteur qui est parcouru par un courant de 1 ampère lorsqu'il est soumis à une d.d.p. de 1 volt.*

On le représente par Ω. *Un métal est d'autant plus conducteur que sa résistance est plus faible.*

Comme $R = \rho \frac{\ell}{S}$ on a $\rho = R \frac{S}{\ell}$

La résistivité se mesure en ohm/mètre.

On utilise aussi parfois la *conductance* $\frac{1}{R}$ qui s'exprime en mho.

La conductivité $\sigma = \frac{1}{\rho}$ s'exprime en mho/mètre.

C. — **Variations de la résistivité :**

La résistivité d'un métal augmente en général avec la température et en première approximation on a : $\rho = \rho_0 (1 + \alpha t)$, pour les métaux usuels $\alpha = \frac{1}{273}$..

Par contre, pour certains alliages comme le constantan $\alpha \simeq 0$ donc leur résistivité ne varie pas avec la température.

Cas des semi-conducteurs :

Avec les semi-conducteurs les phénomènes vont être inverses. *La résistivité diminue avec la température, donc la résistance d'un semi-conducteur diminue avec la* 0°.

Et cela résulte directement de ce que nous avons dit sur la structure électronique des semi-conducteurs. A basse température leur bande de conduction est vide, ils sont donc isolants.

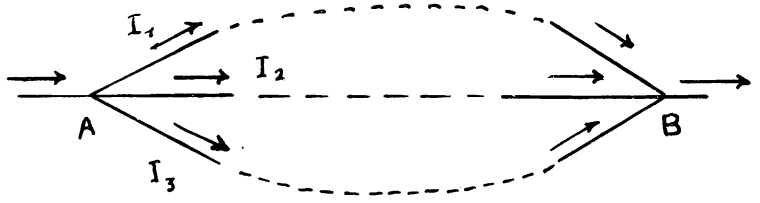
Lorsque la température s'élève des électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction. Des charges mobiles apparaissent, donc le semi-conducteur devient conducteur et sa résistance diminue.

Et la diminution de résistance est d'autant plus grande que la température est plus élevée.

2° ASSOCIATIONS DE RESISTANCES - MESURES.

A. — **Généralités :**

LOIS DES COURANTS DÉRIVÉS. — Soit un circuit comportant entre deux points A et B plusieurs dérivations.



Elles sont parcourues par les intensités I_1, I_2 et I_3 et le circuit principal par I. A et B sont les *nœuds.*

L'expérience montre que le courant électrique dans les conducteurs peut être assimilé à un fluide incompressible et qu'il n'y a nulle part accumulation d'électricité.

Par conséquent le *courant I est la somme des courants passant dans chaque branche appelés courants dérivés.*

$$I = I_1 + I_2 + I_3$$

La somme des intensités des courants dérivés est égale à l'intensité principale c'est-à-dire que la somme des intensités des courants qui se dirigent vers le nœud est égale à la somme des intensités des courants qui s'en éloignent (comptons + ce qui va vers A et — ce qui en sort).

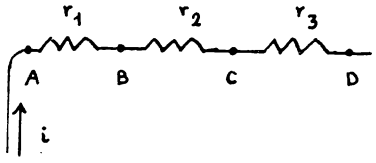
$I + I_1 + I_2 + I_3 = 0$ (Loi de Kirchhoff).

La d.d.p. entre A et B est la même quelle que soit la dérivation empruntée.

2° Associations des résistances.

a) *En série :*

Trois résistances AB, BC, CD de valeurs r_1, r_2, r_3 sont disposées en série.



On fait passer un courant i de A vers D. Le potentiel de A est supérieur à celui de B qui lui-même est supérieur à C, etc. On cherche à définir une résistance R équivalente, qui, placée seule à la place des trois résistances r_1 et r_2 et r_3 donnera la même chute de potentiel quand elle sera traversée par le même courant i.

La loi d'Ohm nous donne pour potentiels de B, C et D :

$$V_B = V_A - i\,r_1$$
$$V_C = V_B - i\,r_2$$
$$V_D = V_C - i\,r_3$$

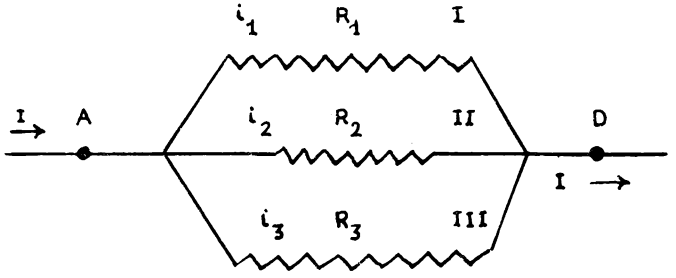
$$V_B + V_C + V_D = V_A + V_B + V_C - i(r_1+r_2+r_3)$$
$$V_A - V_D = i(r_1 + r_2 + r_3)$$
$$V_A - V_D = i \times R_{éq}$$

Pour que cela soit possible, il faut que $R_{éq} = r_1 + r_2 + r_3$ ou plus généralement $R_{éq} = \Sigma_j\, r_j$.

b) *En parallèle ou en déviation :*

On considère trois résistances partant d'un même point, mais montées en parallèle entre les deux points A et D du circuit.

Appelons I le courant qui passe dans le circuit au point A. Le



courant I va se partager en trois fractions i_1 dans R_1, i_2 dans R_2, i_3 dans R_3. D'après la loi de Kirchhoff, on a :

$$I = i_1 + i_2 + i_3 \qquad (1)$$

Les points A et D ont un potentiel défini. Soit $V_A - V_D$ la chute de potentiel dans le trajet I, la loi d'Ohm donne pour ce trajet :

$$V_A - V_D = i_1 R_1 \qquad (2)$$

pour le trajet II $\quad V_A - V_D = i_2 R_2 \qquad (3)$

pour le trajet III $\quad V_A - V_D = i_3 R_3 \qquad (4)$

Quelle serait la résistance équivalente $R_{éq}$ qui donnerait la même chute de potentiel entre A et D pour le même courant I ? On aurait avec cette résistance $R_{éq}$ (loi d'Ohm) :

$$V_A - V_D = I \cdot R_{éq} \qquad (5)$$

Si l'on compare (2) et (5) on peut écrire :

$$i_1 R_1 = I R_{éq}, \text{ ou } i_1 = I \frac{R^{éq}}{R_1}$$

De la même manière on tire de (3) et (5), puis de (4) et (5) :

$$i_3 = I \frac{R_{éq}}{R_3}$$

$$i_2 = I \frac{R_{éq}}{R_2}$$

Il suffit de porter dans l'équation (1) les valeurs trouvées pour i_1, i_2 et i_3 et l'on aura :

$$I = I\left(\frac{R_{éq}}{R_1} + \frac{R_{éq}}{R_2} + \frac{R_{éq}}{R_3}\right)$$

Divisons les deux membres par I et $R_{éq}$:

$$\frac{1}{R_{éq}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \frac{1}{R_3}$$

D'une façon plus générale, si n résistances, numérotées 1, 2, 3, ..., j, ... n sont montées en parallèles, la résistance équivalente $R_{éq}$ est donnée par :

$$\frac{1}{R_{éq}} = \sum_{j=1}^{j=n} \frac{1}{R_j}$$

3° **Applications :**

a) SHUNT :

Soit un appareil G qui est très sensible, c'est-à-dire qui donne une grande déviation quand un très petit courant le traverse. Cet appareil G ne peut pas supporter le passage d'un courant important, qui le détruirait par effet Joule. On peut toutefois utiliser G pour mesurer des courants de plusieurs ampères en employant un shunt S, résistance faible qui est placée en dérivation (en parallèle) sur G.

Prenons le cas, par exemple, d'un microampèremètre dont la sensibilité est telle que son aiguille dévie de 0 à 100 quand le courant i varie de 0 à 10^{-3} amp.

Si l'on veut mesurer un courant I compris entre 0 et 10 ampères, il faut que la presque totalité de I passe dans le shunt S, tandis qu'une faible partie i seule traverse l'appareil. Plus précisément, il faut que quand I = 10 ampères, l'aiguille de l'appareil soit sur la graduation 100 (i = 10^{-3} ampères). Soit ρ la résistance interne du microampèremètre, quelle valeur doit avoir le shunt S pour que cette condition soit remplie ?

Considérons le courant qui passe par S, la loi d'Ohm donne :

$$S\ (I - i) \neq SI = V_A - V_B$$

D'autre part pour la dérivation qui comprend l'appareil de mesure lui-même la loi d'Ohm donne :

$$\rho\ i = V_A - V_B$$

On doit donc avoir :

$$\rho\ i = S\ I \quad \text{ou} \quad S = \rho \frac{i}{I}$$

Dans l'exemple que nous avons choisi :

$$i = 10^{-3} \text{ ampère, } I = 10 \text{ ampères.}$$

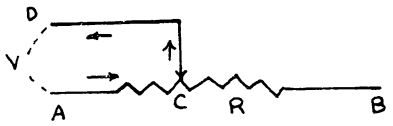
Prenons par exemple $\rho = 200$ ohms, on aura :

$$S = \rho \frac{10^{-3}}{10} = \rho.10^{-4} = 200.10^{-4} = 2.10^{-2} = 0{,}02 \text{ ohm.}$$

On voit qu'il faut une valeur très petite du shunt S. On sait réaliser de telles résistances.

b) RHÉOSTATS :

Appareils qui permettent de faire *varier l'intensité,* ce sont des conducteurs de résistance variable. Ils sont de divers modèles qui reviennent à faire glisser un curseur C le long d'une résistance R.



Plus on éloigne C de A plus la portion de R traversée par le courant augmente et comme $I = \frac{V}{R}$, I diminue. ($V = V_A - V_D$).

B. — Mesure des résistances.

1° Quand une résistance R est parcourue par un courant d'intensité I, on peut déduire la valeur de R de la mesure de I et de V. (différence de potentiel aux bornes de R.) $R = \frac{V}{I}$.

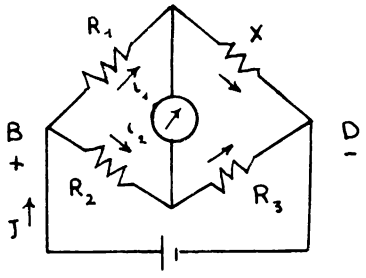
Méthode employée dans les ohm-mètres, mais assez imprécise car imprécision sur I et V par les appareils (double mesure).

On préfère employer le Pont de Wheatstone montage où la résistance à mesurer est comparée avec une résistance étalon, l'appareil de mesure électrique galvanomètre ne sert que d'appareil de zéro : il constate seulement qu'aucun courant ne le traverse. Or on sait établir des résistances étalons de valeur bien définie et très constante dans le temps.

Cette méthode permet sans difficultés de comparer des résistances à 10^{-5} près en valeur relative.

2° PONT DE WHEATSTONE :

Il est constitué par un parallélogramme A B C D.



Dans l'une des diagonales du parallélogramme (B D) on place une source de courant continu qui alimente ainsi en parallèle :

R_1 et X montés en série

R_2 et R_3 montés en série.

Dans l'autre diagonale (A C) un galvanomètre qui reste au zéro quand $V_A = V_c$ (les deux points étaient au même potentiel) et qui dévie quand $V_A \neq$ de V_C.

Quand $V_A = V_C$ on dit que le pont est équilibré.

I en B → un courant i_1 suivant BAD

un courant i_2 suivant BCD

La d.d.p. $V_{BA} = V_{BC}$ et $V_{CB} = V_{AD}$ ou

$$R_1 i_1 = R_2 i_2 \quad \text{et} \quad X i_1 = R_3 i_2$$

En divisant membre à membre ces dernières relations :

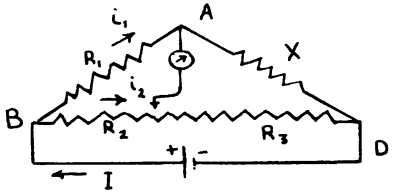
$$\frac{X\, i_1}{R_1\, i_1} = \frac{R_3\, i_2}{R_2\, i_2} = \frac{X}{R_1} = \frac{R_3}{R_2} \quad \text{soit} \quad \boxed{X = R_1 \frac{R_3}{R_2}}$$

Ainsi si l'on connaît R_1 et le rapport $\frac{R_3}{R_2}$ ou « a fortiori » si l'on connaît les valeurs des trois résistances R_1, R_2, R_3 → X.

Le pont étant équilibré, cet équilibre persiste si l'on permute la source et le galvanomètre.

3° LE PONT A CORDE OU PONT A FIL :

Est une variante du précédent. Un fil résistant homogène est tendu entre B et D = $R_2 + R_3$ et les valeurs de R_2 et R_3 sont variables en fonction de la position du curseur C. La position de ce curseur est déterminée de telle manière que pour R_1 et X aucun courant ne passe par le pont.



On a donc comme précédemment $X = R_1 \dfrac{R_3}{R_2}$ et comme le fil a un diamètre constant et est homogène, la résistance du fil est proportionnelle à la longueur.

Si bien que $X = R_1 \dfrac{R_3}{R_2} = R_1 \dfrac{I_3}{I_2}$

Si I_2 = B C I_3 = C D.

Il suffit donc de mesurer le rapport $\dfrac{I_3}{I_2}$ et de connaître la valeur de R_1 (résistance à étalon) pour obtenir X.

C. — Mesure des d.d.p. et des f.e.m.

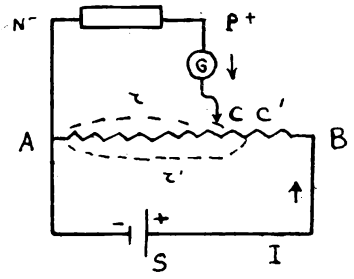
1° VOLTMÈTRES :

2° MÉTHODE D'OPPOSITION :

Elle entre dans la catégorie des méthodes de zéro, c'est-à-dire qu'aucun courant ne traverse le circuit de mesure lorsque l'équilibre cherché est établi. Il en résulte la possibilité de mesurer la différence de potentiel entre deux points d'un circuit sans amener de pertubations dans celui-ci.

Elle permet de mesurer des d.d.p. et des f.e.m.

a) *Mesure des d.d.p. :*



Principe. — Soit à déterminer la d.d.p. $V_p - V_N$ (le potentiel de P > N).

La méthode consiste à mettre la d.d.p. $V_p - V_N$ en opposition avec une d.d.p. fournie par un potentiomètre, aussi appelle-t-on cette méthode, la méthode potentiométrique.

Réalisation. — On réalise l'opposition en réunissant le point N et le pôle négatif de la source S à l'extrémité A de la résistance A B.

Le point P est réuni au curseur C.

Dans ces conditions la d.d.p. créée par S entre A et C tend à produire dans le circuit C P N A un courant de sens contraire au courant dû à la d.d.p. $V_p - V_N$.

Plaçons un galvanomètre G entre P et C et déplaçons le point C sur A B jusqu'à ce que le galvanomètre indique qu'il ne passe plus de courant entre P et C.

Alors $V_p - V_N = V_C - V_A$. Appelons $r = AC$. Recommençons l'expérience avec la d.d.p. connue soit $r' = A\,C'$. D'une mesure à l'autre I n'a pas varié dans S A B, donc les d.d.p. sont dans le même rapport que les *résistances.*

$$\frac{V_C - V_A}{V_{C'} - V_A} = \frac{r\,i}{r'\,i} = \frac{V_p - V_N}{V_C}$$

$$\boxed{V_p - V_N = V_C \frac{r}{r'}}$$

Cette excellente méthode de mesure des d.d.p. est évidemment limitée par la sensibilité du galvanomètre.

b) *Mesure des f.e.m. :*

Je vous rappelle que la d.d.p. aux bornes d'un générateur est égale à la f.e.m. diminuée d'une d.d.p. qui représente la chute de potentiel par effet Joule aux bornes du générateur lorsqu'il est parcouru par le courant i ($= \rho\,i$).

Si nous avons un générateur avec ses bornes P et N

$$V_p - V_N = e - \rho I$$

Vous voyez qu'il est essentiel de ne pas confondre d.d.p. $= V_P - V_N$ avec f.e.m. $= e$.

Cependant si l'intensité qui traverse le générateur est nulle, à ce moment-là $\rho I = 0$.

$$V_P - V_N = e$$

et si $I \neq 0$ $\qquad V_P - V_N < e$

Cette éventualité $I = 0$ se produit lorsque les bornes ne sont pas reliées. La d.d.p. aux bornes d'un générateur en circuit ouvert est = f.e.m., mais aussi, et c'est le cas qui nous intéresse ici, lorsque le générateur ne débite pas dans le circuit bien que ses bornes soient connectées.

C'est ce qui se passe dans la méthode d'opposition.

Aussi peut-on employer cette méthode pour mesurer f.e.m. des générateurs par exemple, la f.e.m. d'une pile.

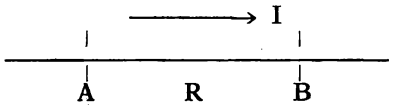
On prendra pour la deuxième mesure une pile étalon et l'on connaîtra suivant la même relation :

$$e_x = e_e \frac{r}{r'}$$

III. — ENERGIE ELECTRIQUE

A. — Loi de Joule.

Considérons deux points A et B d'un conducteur. Soit R la résistance de la portion A B et I l'intensité du courant. Pendant le temps t, ce courant transporte de A au potentiel V_A à B au potentiel V_B, une quantité d'électricité : $Q = It$



Le travail fourni pendant ce déplacement est

$$T = q\,(V_A - V_B) = \quad q\,V \text{ en posant } V_A - V_B = V$$

Si la portion A B est une résistance pure, tout le travail fourni va se retrouver sous forme de chaleur dégagée dans le conducteur.

Or, $Q = It$ et $V = RI$ donc $T = RI^2t$

Ce résultat constitue *la loi de Joule.*

T joules, RΩ, I ampères

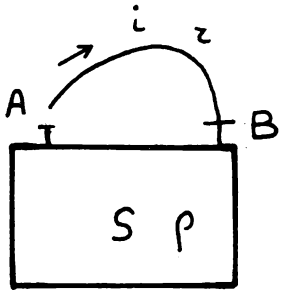
Comme l'équivalent mécanique de la calorie est 4,18 joules, la loi de Joule peut fournir un résultat en calories.

$$Q = \frac{RI^2t}{4{,}18}$$

D'autre part, on sait que la puissance est un travail par unité de temps, donc $P = RI^2$ en watts.

B. — **Force électromotrice.**

Considérons une résistance AB de valeur r dans laquelle circule un courant i. Cela implique que, entre A et B existe une d.d.p. $V_A - V_B$, c'est-à-dire que entre A et B existe un générateur S. L'ensemble source S et AB forme un circuit fermé parcouru par le courant i. La source forme donc une portion du circuit et ce tronçon va avoir sa propre résistance ρ : c'est la *résistance interne.*



Dans le générateur le courant i dissipe une certaine puissance

$$P_2 = \rho i^2$$

à l'extérieur dans la résistance r la puissance dissipée est :

$$P_1 = ri^2$$

La puissance totale dissipée est :

$$P = P_1 + P_2 = ri^2 + \rho i^2$$

Cette énergie qui apparaît dans le circuit provient du générateur qui est une source d'énergie électrique. *P est la puissance électrique du générateur.*

Par définition *on appelle force électromotrice du générateur* la quantité e

$$e = \frac{P}{i} \qquad \text{donc } P = ei$$

$$\text{et } ei = ri^2 + \rho i^2 \qquad \text{donc } e = (r+\rho)\, i$$

$$\text{en posant } r + \rho = R \qquad e = Ri$$

On retrouve une expression analogue à la loi d'Ohm et cette expression a reçu le nom de loi d'Ohm relative à un circuit fermé : **l'intensité du courant qui parcourt un circuit fermé comprenant un générateur et des résistances est égale au quotient de la f.e.m. du générateur par la résistance totale du circuit.**

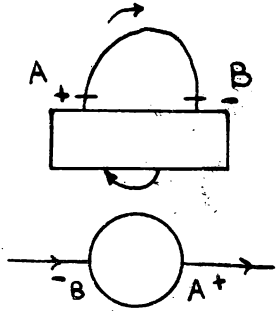
e étant d'une même nature qu'une d.d.p. s'exprime en *volt*.

1° *d.d.p. aux bornes d'un générateur :* on a $V_A - V_B = ri$ dans le circuit extérieur. Or $ri = e - \rho i$ donc la d.d.p. aux bornes du générateur est : $V_A - V_B = e - \rho i$.

Si l'on ouvre le circuit $i = 0$ $\quad V_A - V_B = e$

La d.d.p. aux bornes d'un générateur en circuit ouvert c'est-à-dire ne débitant pas est égal à sa f.e.m.

L'on ferme le circuit $i \neq 0$, donc $V_A - V_B < e$. La quantité ρi s'appelle *chute ohmique de tension* dans le générateur.



Supposons maintenant que le générateur soit intercalé dans un circuit où le courant part de A et revient en B. Dans le générateur, le courant va donc de B vers A. Donc pour tenir compte des conventions de signes que nous avons faites, il faut apprécier la d.d.p. $V_B - V_A$ et non pas $V_A - V_B$. On a donc dans le générateur : $V_B - V_A = \rho i - e$.

C. — **Energie électrique.**

Nous savons déjà que lorsqu'un courant i transporte une quantité d'électricité $q = it$ du potentiel V_A au potentiel V_B, on peut recueillir entre A et B une énergie :

$$W_{AB} = (V_A - V_B)\, q = (V_A - V_B)it$$

Autrement dit, la puissance disponible entre A et B est :

$$W = (V_A - V_B)\, i$$

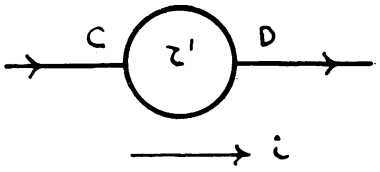
watts

Suivant la nature du circuit AB, cette puissance peut y apparaître sous diverses formes. Nous avons déjà étudié le cas d'une résistance pure. Dans ce cas $V_A - V_B = Ri$ et on aboutit à la loi de Joule et, dans ce cas, toute cette puissance se transforme en énergie calorifique. Mais il peut se faire que l'énergie électrique disponible dans AB ne se transforme pas entièrement en chaleur. Si, par exemple, AB comprend un moteur, il va y avoir apparition d'énergie mécanique. Un appareil, tel qu'un moteur, est appelé un récepteur d'énergie électrique. Donc, **un récepteur d'énergie électrique est un dispositif qui transforme l'énergie électrique en une autre forme d'énergie.**

D. — **Force contre électromotrice d'un récepteur.**

Soit donc un récepteur.

Soit r' sa résistance. Soit i le courant traversant le récepteur.



La puissance disponible entre les bornes C et D est :

$$P_{CD} = (V_C - V_D)i$$

Cette puissance est formée de deux parties :

— Une partie transformée en chaleur par effet joule : $p = r'i^2$.

— Une partie transformée en une autre forme d'énergie :

$P' = P_{CD} - p$.

Par analogie avec les générateurs, on appelle F.c.e.m. du récepteur la quantité

$$e' = \frac{P'}{i}$$ (f.c.e.m. = force contre électromotrice)

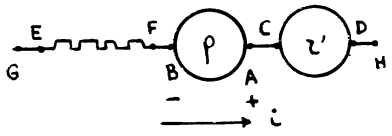
D'où $P' = e'i = P_{CD} - p$ donc : $e'i = (V_C - V_D)i - r'i^2$

soit $e' = (V_C - V_D) - r'i$

C'est la **loi d'Ohm relative à un récepteur.**

E. — Loi d'Ohm généralisée.

Soit un circuit contenant une résistance r, un générateur de F.e.m. de résistance ρ, un récepteur de f.c.e.m. é' de résistance r'.



Soit i l'intensité.

On a $V_E - V_F = ri$

$V_B - V_A = \rho i - e$

$C - V_D = e' + r'i$

Donc la d.d.p. entre les bornes G et H du circuit est :

$V_G - V_H = (V_E - V_F) + (V_B - V_A) + (V_C - V_D) = ri + \rho i - e + e' + r'i$

soit $V_C - V_H = e' - e + (r+\rho+r')i$

soit $r + \rho + r' = R$ la résistance totale du circuit.

$V_G - V_H = e' - e + Ri$. **C'est la loi d'Ohm généralisée.**

Si le circuit est fermé $V_G - V_H = O$ et $e - e' = RI$. *C'est la loi de Pouillet.*

où $V = \Sigma Ri - \Sigma e$ $\quad e > O$ f.e.m.

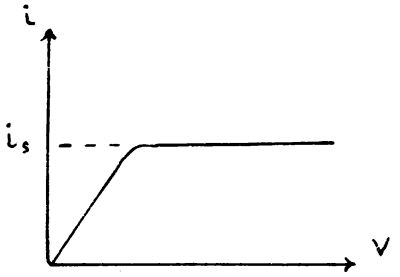
$e < O$ f.c.e.m.

PASSAGE DU COURANT DANS LES GAZ

I. — PRESSION NORMALE

A. — Rappels.

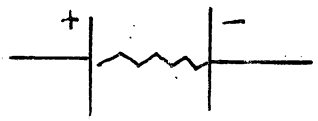
Lorsque vous avez étudié les chambres d'ionisation comme détecteurs de radioactivité, vous avez eu un exemple de passage de courant dans les gaz. Vous avez vu qu'un gaz à l'état normal ne conduit pas le courant. Par contre si on envoie à travers ce gaz un rayonnement ionisant on crée des ions dans ce gaz et sous l'influence d'un champ électrique ces ions se mettent en mouvement et créent le courant électrique. Vous avez ensuite étudié les variations de ce courant en fonction de la valeur du champ électrique, c'est-à-dire en fonction de la d.d.p. appliquée aux électrodes de la chambre d'ionisation. On vous a montré que le courant tendait d'abord vers une limite le courant de saturation i_s. Ce courant de saturation i_s correspond à ce fait que tous les ions créés ne se recombinent plus mais sont collectés par les électrodes.



Supposons maintenant que l'on applique entre les électrodes une d.d.p. très grande :

On constate alors qu'une étincelle jaillit entre les électrodes : c'est la *décharge disruptive* et le potentiel correspondant est appelé *potentiel explosif.*

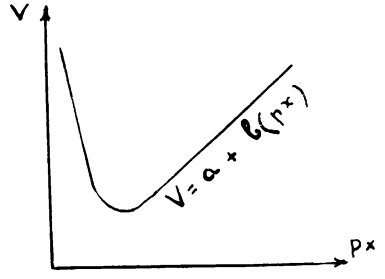
B. — Potentiel explosif.



Considérons donc un gaz placé entre deux électrodes planes, parallèles et *froides.* Lorsqu'on applique une d.d.p. suffisante une étincelle jaillit. Mais les lois régissant ce phénomène sont différentes suivant que l'on a affaire à un gaz poly ou monoatomique.

a) GAZ POLYATOMIQUE :

Dans un gaz polyatomique l'étincelle est due à ce qu'un très grand nombre d'ions sont créés par choc à partir d'autres ions. On admet que ces chocs sont inélastiques : un ion perd de l'énergie dans chaque choc. Dans ces conditions on peut étudier les variations du potentiel explosif V en fonction de la pression du gaz p et de la distance x entre les électrodes. On démontre que : $V = a+b(px)$. C'est la loi Paschen. En fait, on constate que les variations de V se font suivant cette loi uniquement lorsque px a une valeur suffisante.



Si on fait diminuer px, on constate que V passe par un minimum, puis croît à nouveau.

Pour l'air ce minimum se situe *à 340 volts.*

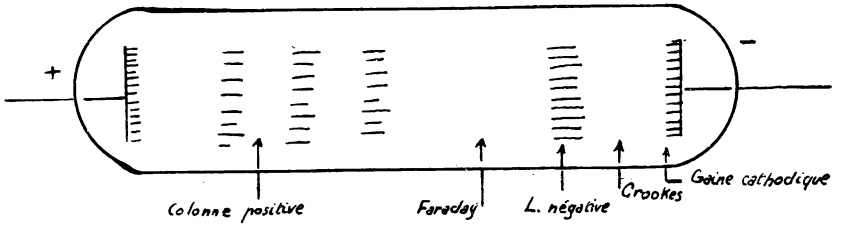
De plus, cette loi est valable pour des électrodes froides. Si maintenant on chauffe la cathode, elle va émettre des électrons, ces électrons vont pouvoir créer des ions supplémentaires ; de ce fait le potentiel explosif est beaucoup plus faible. L'étincelle obtenue avec une cathode chaude constitue l'arc électrique.

b) GAZ MONOATOMIQUE :

Dans le cas de gaz monoatomique, on constate que les potentiels explosifs sont plus faibles que pour l'air. On explique ce phénomène en admettant que les chocs créant les ions sont élastiques : l'ion primaire conserve son énergie après le choc.

II. — BASSE PRESSION

Supposons maintenant que dans un tube on place un gaz à une pression de l'ordre de 10^{-1} mm de Hg et qu'entre les deux électrodes on établisse une d.d.p. de l'ordre de 1.000 volts. On constate que le



tube s'illumine et prend un aspect très particulier. Tout contre la cathode, on trouve une mince couche lumineuse. C'est la *gaine cathodique.* Puis, un espace obscur, *l'espace obscur de Crookes.*

Vient ensuite une zone faiblement lumineuse dite *lumière négative.* Elle est suivie d'une deuxième région sombre, c'est *l'espace obscur de Faraday.* Ensuite, et jusqu'à l'anode s'étend une colonne lumineuse dite *colonne positive.* Cette colonne lumineuse présente des stratifications et se termine par une luminosité très vive collée sur l'anode.

Lorsque la pression est de l'ordre du millimètre, la colonne positive emplit presque tout le tube. La colueur de cette colonne est caractéristique du gaz utilisé. Et d'ailleurs dans le tube Geissler qui sert à étudier le spectre d'émission des gaz, c'est la lueur de la colonne positive que l'on étudie.

L'aspect très particulier que nous venons de décrire s'explique de la manière suivante. Dans un gaz existent toujours quelques ions positifs. Quand on établit la d.d.p., ces ions positifs se dirigent vers la cathode. Comme près de la cathode, le champ est très intense, ces ions acquièrent une très grande vitesse et constituent ce qu'on appelle *l'afflux positif.* Cet afflux positif va ioniser par choc le métal de la cathode et en arrache des électrons. Ces électrons s'éloignent alors de la cathode et au départ, excitent les atomes de gaz. Ceux-ci en se désexcitant donnent *la gaine cathodique.* Puis ils s'accélèrent et acquièrent suffisamment d'énergie pour ioniser les atomes. On obtient donc des ions positifs et de nouveaux électrons. Ces ions positifs alimentent l'afflux positif. Comme les atomes sont ionisés, il n'y a plus émission de lumière : espace obscur de Crookes.

Les électrons II joints aux électrons I, venant de la cathode, reprennent de la vitesse et de nouveau excitent des atomes de gaz d'où la *lumière négative.* Ils sont alors ralentis et, de ce fait, n'ont plus assez d'énergie pour exciter les atomes, d'où *espace obscur de Faraday.* Puis ils s'accélèrent à nouveau, excitent à nouveau les atomes et on a la première strate de la colonne positive. Ils se ralentissent et on a la première strate obscure de la colonne positive. Et ainsi de suite jusqu'à l'anode.

Supposons maintenant que l'on abaisse la pression du gaz dans le tube. Au fur et à mesure que la pression baisse, l'espace obscur de Crookes s'agrandit et pour des pressions de l'ordre d'un centième il envahit tout le tube.

L'explication du phénomène est simple. Les électrons négatifs créés sur la cathode par l'afflux positif prennent une très grande vitesse dans le champ intense qui entoure la cathode. Comme la pression est très basse ils se déplacent en ligne droite et ne créent plus de phénomènes lumineux.

Ces électrons se déplaçant en ligne droite avaient été appelés les *rayons cathodiques* et ils ne diffèrent en rien des courants d'électrons dans le vide que nous avons déjà étudiés.

CALCUL D'UNE VALEUR EFFICACE :

$$\gamma_e^2 = \frac{1}{T}\int_0^T y^2\,dt \qquad \gamma_e^2 = \frac{1}{T}\int_0^T a^2\cos^2\omega t\,dt$$

Or $\cos^2\omega t = \cos 2\,\omega t + \sin^2\omega t = \cos 2\,\omega t + 1 - \cos^2\omega t$

d'où $\cos^2\omega t = \frac{1}{2}(\cos 2\,\omega t + 1)$ $\gamma_e^2 = \frac{a^2}{2T}$

$$\int_0^T (\cos 2\,\omega t + 1)\,dt = \frac{a^2}{2T}\left[\int_0^T \cos 2\,\omega t\,dt + \int_0^T dt\right]$$

$$\gamma_e^2 = \frac{a^2}{2T}\left[\frac{1}{2\omega}\sin 2\,\omega t\right]_0^T$$

$$= \frac{a^2}{2T}\left[\frac{1}{2\omega}(\sin 2\,\omega T - \sin 0) + (T - 0)\right]$$

ou $\sin 2\,\omega T = \sin 4\,\pi = 0$

donc : $\gamma_e^2 = \frac{a^2}{2T}$ $\gamma_e^2 = \frac{a^2}{2}$ $\gamma_e = \frac{a}{\sqrt{2}}$

CALCUL DE LA PUISSANCE D'UN COURANT ALTERNATIF :

$$W = \int_0^T vi\,dt = V_m I_m \int_0^T \cos(\omega t - \varphi)\,dt$$

$\cos(\omega t - \varphi) = \cos\omega t\cos\varphi + \sin\omega t\sin\varphi$

$\cos\omega t\cos(\omega t - \varphi) = \cos^2\omega t\cos\varphi + \cos\omega t\sin\omega t\sin\varphi$

$\cos^2\omega t = \frac{1}{2}\cos 2\,\omega t = \frac{1}{2}\cos\omega t\sin\omega t = \frac{1}{2}\sin 2\,\omega t$

Donc : $\cos \omega t \cos (\omega t - \varphi) = \frac{1}{2}$

$\cos 2 \omega t \cos \varphi + \frac{1}{2} \cos \varphi + \frac{1}{2} \sin 2 \omega t \sin \varphi$.

$= \frac{1}{2} \cos (2\omega t - \varphi) + \frac{1}{2} \cos \varphi$

$$W = V_m I_m \left[\frac{1}{2} \int_0^T \cos (2 \omega t - \varphi) \, dt + \frac{1}{2} \int_0^T \cos\varphi dt \right]$$

La première intégrale a pour valeur $\frac{1}{2\omega} \left[\sin (2 \omega t - \varphi) \right]_0^T$

elle est manifestement nulle quand on l'étend à une période entière.

La deuxième est : $\frac{1}{2} \cos\varphi T$

$$\text{donc : } W = \frac{V_m I_m T \cos \varphi}{2} = \frac{V_m}{\sqrt{2}} \frac{I_m}{\sqrt{2}} \cos T$$

$$W = V_e I_e \cos \varphi T$$

LOI D'OHM - COURANT ALTERNATIF

Rappelons tout d'abord que sous sa forme la plus générale la loi d'Ohm s'écrit :

$V = \Sigma R.I - \Sigma e$ avec $e > 0$ s'il s'agit d'une f.e.m.

$e < 0$ s'il s'agit d'une f.c.e.m.

Donc pour un courant alternatif à *un instant donné* on peut écrire :

$v = \Sigma R.i - \Sigma e$ où v et i sont les valeurs instantanées de l'intensité et la d.d.p.

A. — CAS D'UNE RESISTANCE PURE

Considérons une résistance pure R que nous supposerons sans self-induction soit $i = I_m \cos \omega t$ l'intensité du courant. En appliquant la loi d'Ohm on a $v = Ri = RI_m \cos\omega t$.

Donc :

— La tension aux bornes de la résistance est sinusoïdale et de même période que i.

— i et v sont en phase.

— La tension maximum est $V_m = RI_m$.

— La tension efficace est $V_e = RI_e$.

B. — CAS D'UNE RESISTANCE DOUEE DE SELF

Soit une résistance R de coefficient de self L.

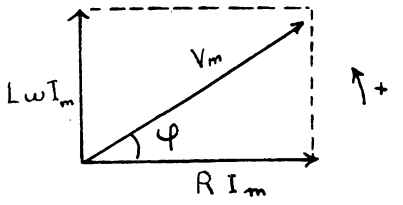
En appliquant la loi d'Ohm on a : $v = Ri - e$

or $e = -L \dfrac{di}{dt}$ d'où $v = Ri + L \dfrac{di}{dt}$

or $Ri = RI_m \cos \omega t$

$$L \frac{di}{dt} = -LI_m \omega \sin \omega t = L \omega I_m \cos \left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

v est donc la somme des deux grandeurs sinusoïdales de même période. *Donc v est une grandeur sinusoïdale de même période que l'intensité.*



Pour déterminer v, nous allons appliquer la construction de Fresnel.

On porte RI_m représentant Ri puis $L\ \omega\ I_m$ représentant $L\ \frac{di}{dt}$.

La résultante nous fournit V_m valeur maximum de v.

La différence de phase entre v et i est donnée par l'angle φ. Donc *i est en retard sur v d'un angle tel que :*

$$\text{tg}\ \varphi = \frac{L\ \omega\ I_m}{RI_m} = \frac{L\ \omega}{R}$$

D'autre part, $V_m^2 = L^2\ \omega^2\ I_m^2 + R^2\ I_m^2$.

Donc trois formules se déduisent de ces résultats :

d.d.p. maximum $V_m = I_m \sqrt{R^2 + L^2\ \omega^2}$

d.d.p. efficace $V_e = I_e \sqrt{R^2 + L^2\ \omega^2}$

avance de v sur i $\text{tg}\ \varphi = \frac{L\ \omega}{R}$

Vous voyez donc que pour V_m et V_e on retrouve une expression analogue à la loi d'Ohm en courant continu, mais ici c'est la quantité

$\sqrt{R^2 + L^2\ \omega^2}$ qui joue le rôle de la résistance en courant continu.

Par définition on appelle impédance du circuit la quantité

$Z = \sqrt{R^2 + L^2\ \omega^2}$

C'est la grandeur qui, en courant alternatif, joue le rôle de R en courant continu.

D'autre part $\cos\ \varphi = \frac{RI_m}{V_m} = \frac{RI_m}{ZI_m} = \frac{R}{Z}$

C. — CAS D'UN CONDENSATEUR

Comme je vous l'ai dit, un courant alternatif traverse un condensateur. Soit donc un condensateur de capacité C traversé par le courant $i = I_m \cos \omega t$. Nous supposons en un premier temps que la résistance du circuit contenant le condensateur est nulle.

On a $i = \dfrac{dq}{dt}$ donc q est une primitive de i

$$q = \frac{I_m}{\omega} \sin \omega t = \frac{I_m}{\omega} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

Or $q = Cv$ donc

$$v = \frac{I_m}{C\omega} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right)$$

— La tension est sinusoïdale et de même période que i.

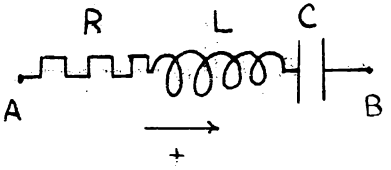
— v est en retard de $\dfrac{\pi}{2}$ sur i.

— $V_m = \dfrac{I_m}{C\omega}$

— $V_e = \dfrac{I_e}{C\omega}$

— L'impédance du circuit est $Z = \dfrac{1}{C\omega}$; en effet on peut alors écrire une expression analogue à la loi d'Ohm $V_m = Z\, I_m$

D. — RESISTANCE, SELF, CONDENSATEUR EN SERIE



Soient donc une résistance R, une self L, un condensateur C en série. Soit $i = I_m \cos \omega t$ l'intensité instantanée. A l'instant t soit q la charge du condensateur et v la d.d.p. entre A et B.

A cet instant, la d.d.p. entre A et B est égale a la somme des d.d.p. entre les bornes des diverses parties du circuit.

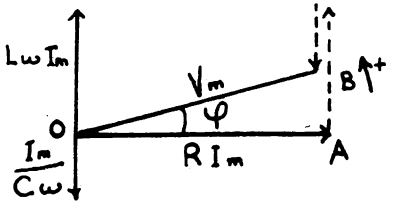
Donc :

$$v = Ri + L\frac{di}{dt} + \frac{q}{C}$$

$$Ri = RI_m \cos \omega t \qquad L\frac{di}{dt} = L\,\omega\, I_m \cos\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$\frac{q}{C} = \frac{I_m}{C\omega} \cos\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right).$$

Pour trouver v somme de trois grandeurs sinusoïdales appliquons la construction de Fresnel d'où V_m. On en déduit :



— v est sinusoïdale et de même période que i.

— Si $L\omega > \frac{1}{C\omega}$ l'intensité est en retard sur la tension cas de la figure) *l'effet de self prédomine.*

— Si $L\omega < \frac{1}{C\omega}$ l'intensité est en avance sur la tension : *l'effet de capacité prédomine.*

— Dans le triangle OAB on a :

$$V_m^2 = R^2 \quad I_m^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2 I^2_m$$

$$I_m = \frac{V_m}{\sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}}$$

En introduisant l'impédance $Z = \sqrt{R^2 + \left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right)^2}$ et les valeurs efficaces

$$I_e = \frac{V_e}{Z}$$

— La différence de phase est définie par

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{1}{R}\left(L\omega - \frac{1}{C\omega}\right) \cos\varphi = \frac{RI_m}{V_m} = \frac{RI_m}{Z\,I_m} = \frac{R}{Z}$$

CAS PARTICULIER

L'intensité efficace est maximum quand

$$L\omega = \frac{1}{C\omega} \quad \text{soit} \quad LC\omega^2 = 1$$

Danc ce cas Z = R l'impédance du circuit est égale à sa résistance.

— *On dit qu'il y résonance,* et vous voyez *que l'intensité et la tension sont en phase.*

— D'autre part, puisque Z = R l'impédance est minimum donc l'intensité dans le circuit va être maximum.

— Aux bornes de la self la d.d.p. est
$V_{mL} = I_m\, L\omega$ car la résistance de la self est négligeable.

— Aux bornes du condensateur $V_{mC} = \dfrac{I_m}{C\omega}$

Or $V_{mL} = V_{mC}$ puisque $L\omega = \dfrac{1}{C\omega}$

De plus ces deux tensions V_{mL} et V_{mC} peuvent être supérieures à la tension aux bornes du circuit. En effet, on a :

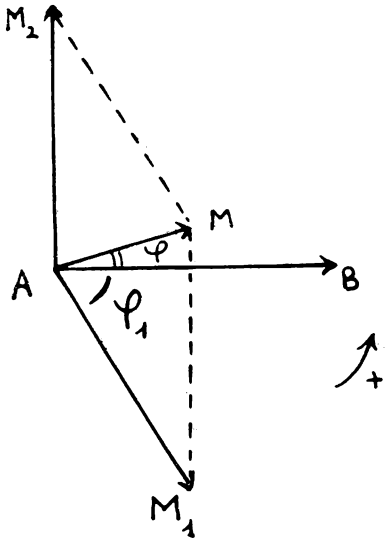
$$V_m = I_m\, R \qquad \text{d'où } I_m = \frac{V_m}{R}$$

$$\text{donc } V_{mL} = \frac{V_m\, L\omega}{R} \qquad \text{et } V_{mC} = \frac{V_m}{RC\omega}$$

Vous voyez que si R est très petit V_{mL} et V_{mC} peuvent être plus grands que V_m. Donc aux bornes de la self et de la capacité peuvent prendre naissance *des surtensions dangereuses.*

E. — RESISTANCE ET SELF EN PARALLELE AVEC UN CONDENSATEUR

Considérons le circuit dessiné : une résistance R, un self L en parallèle avec un condensateur C. Entre A et B on maintient à l'aide d'un alternateur une d.d.p. sinusoïdale $v = V_m \cos \omega t$ de valeur efficace V_e. *On demande de calculer l'intensité efficace I_e du courant fourni par l'alternateur.*



Soit $\vec{AB}$ le vecteur représentant v. On sait constitué le vecteur $\vec{AM_1}$, représentant l'intensité i_1 dans la branche RL.

Nous avons vu en effet que dans ce cas,

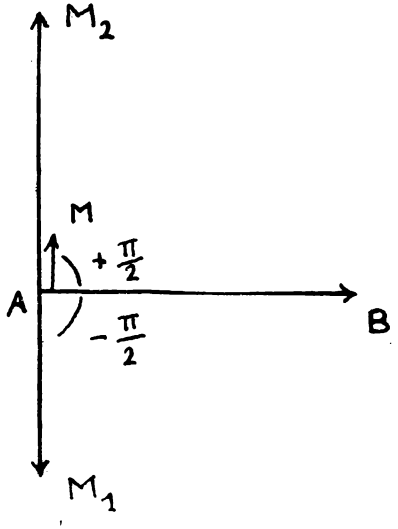
$$I_{m1} = \frac{V_m}{\sqrt{R^2 + L^2 \omega^2}}$$

et $\operatorname{tg} \varphi_1 = \dfrac{L\omega}{R}$ et que v est en avance sur i.

Quant au courant i_2 dans le condensateur il est représenté par AM_2 de long. : $I_{m2} = V_m C\omega$ et en avance de $\dfrac{\pi}{2}$ sur $\vec{AB}$.

Donc le courant i fourni par l'alternateur est représenté par la somme géométrique de $\vec{AM}$ et $\vec{AM_2}$. Soit $\vec{AM}$, on peut mesurer sa longueur qui fournit I_m et on peut mesurer son déphasage φ par rapport à v : il suffit d'utiliser règle et rapporteur.

Dans le cas de notre figure, i est en avance sur v.



Supposons *que R soit négligeable devant Lω.*

A ce moment, $\text{tg } \varphi_1 = \dfrac{L\omega}{R} \simeq \infty$

$$\text{donc } l_1 = \frac{\pi}{2}$$

Donc i_1 est en quadrature retard sur v de plus :

$$I_{m1} = \frac{V_m}{L\omega}$$

Donc les courants i_1 et i_2 sont en opposition de phase et le courant résultant a pour valeur :

$$I_m = I_{m2} - I_{m1}$$

si

$$I_{m2} = I_{m1}$$

A ce moment $I_m = V_m C\omega - \dfrac{V_m}{L\omega} = V_m \left(C\omega - \dfrac{1}{L\omega}\right)$

Et l'on voit que $I_m = O$ si $C\omega = \dfrac{1}{L\omega}$

c'est-à-dire $LC\omega^2 = 1$

On retrouve, comme vous le voyez, la même condition que tout à l'heure. C'est d'ailleurs pour cela que l'on dit que l'on a une *résonance parallèle,* alors que pour le phénomène précédent on dit que l'on a *résonance série.*

En résumé donc dans un circuit constitué par un condensateur en parallèle avec une résistance et une self si $LC^2 = 1$ aucun courant ne passe.

ω je vous rappelle est la pulsation du courant fournit par l'alternateur.

Supposons donc que dans ce circuit on envoie deux courants, l'un de pulsation ω, l'autre de pulsation ω'.

Supposons que $LC\omega^2 = 1$ et $LC\omega'^2 \neq 1$

Ce circuit va donc arrêter le courant ω et laisser passer le courant ω'. C'est pour cela que ce circuit est appelé *circuit filtre* ou *circuit bouchon.*

On utilise très souvent les circuits bouchons en T.S.F. pour éliminer les courants parasites.

Imprimerie PUGET
29, Rue Grignan, 29
MARSEILLE

Imprimerie PUGET
29, Rue Grignan, 29
MARSEILLE

Toute reproduction, même partielle, rigoureusement
interdite sans l'accord des Auteurs.